

---

Carl von Ossietzky Universität Oldenburg  
Diplomstudiengang Physik

Diplomarbeit

# Untersuchung von 3D-Wolkeneffekten auf die satelliten-gestützte Berechnung der solaren Einstrahlung

vorgelegt von: **Marco Girodo**

Betreuender Gutachter: Dr. Detlev Heinemann  
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Parisi

Oldenburg, Juli 2003

---



### **Zusammenfassung**

Mittels des Strahlungstransfermodells SHDOM werden 3D-Wolkeneffekte auf die solare Einstrahlung untersucht, um Fehlerquellen und Möglichkeiten zur Korrektur des satelliten-gestützten Heliosat-Verfahrens aufzuzeigen. Zusätzlich wird eine empirische Studie durchgeführt, in der Daten von Bodenmessstationen mit Heliosat-Resultaten verglichen werden. Die Ergebnisse zeigen, dass eine Korrektur des bisherigen Verfahrens bezüglich der Einflüsse von heterogener Bewölkung prinzipiell möglich ist und welche weiteren Studien nötig sind.



## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>8</b>
2.1	Der Strahlungstransport in der Atmosphäre . . . . .	8
2.1.1	Absorption . . . . .	9
2.1.2	Streuung . . . . .	9
2.1.3	Extinktion . . . . .	10
2.1.4	Mie-Streuung . . . . .	11
2.1.5	Rayleigh-Streuung . . . . .	13
2.1.6	Die Strahlungstransportgleichung . . . . .	13
2.2	Strahlungstransportmodelle . . . . .	16
2.2.1	SHDOM . . . . .	16
2.3	Wolken . . . . .	19
2.3.1	Wolkentypen . . . . .	19
2.3.2	Entstehung von Wolken . . . . .	20
2.3.3	Wolken und Strahlung . . . . .	22
2.4	Das Heliosat-Verfahren . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Modellrechnungen</b>	<b>27</b>
3.1	Modellstudien an $\rho_{max}$ , $\rho$ und der Rayleigh-Streuung . . . . .	29
3.1.1	Interpretation der Ergebnisse . . . . .	35
3.1.2	Kleinere räumliche Auflösung . . . . .	36
3.2	Exkurs: Studie zu räumlich und zeitlich gemittelten Größen . . . . .	40
3.3	Vergleich G-SHDOM vs. G-Heliosat . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Empirische Studie</b>	<b>48</b>
4.1	Eine einfache Korrektur . . . . .	48
4.2	Korrektur mit Hilfe eines Variabilitätsmaßes . . . . .	51
4.3	Übertragbarkeit auf Daten eines anderen Jahres . . . . .	54
4.3.1	Einfache Korrektur . . . . .	55
4.3.2	Variabilitätsabhängige Korrektur . . . . .	56
4.4	Validation mit größerem Datensatz . . . . .	58
4.4.1	Einfache Korrektur . . . . .	59
4.4.2	Variabilitätsabhängige Korrektur . . . . .	60
4.5	Übertragbarkeit auf andere Standorte . . . . .	63
4.5.1	Standort Saarbrücken . . . . .	64
4.5.2	Standort Oldenburg . . . . .	66
4.6	Einfluss von Sonnenzenitwinkeln $\geq 60^\circ$ . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>71</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>73</b>
6.1	Variabilitätsabhängige Korrektur in Abhängigkeit vom betrachteten Bin . . . . .	73
6.2	Weitere variabilitätsabhängige Korrekturen . . . . .	75
6.3	Tabellen . . . . .	78

# 1 Einleitung

Wolken stellen einen wichtigen, wenn nicht gar den wichtigsten regulierenden Faktor in der Atmosphäre dar, der das Klima der Erde stabilisiert. Beobachtungen von der Erde und dem Weltall aus haben gezeigt, dass Wolken im Durchschnitt etwa 60 % der Erdoberfläche bedecken. Durch die Einstrahlung kommt es zu einer Erwärmung der Erdoberfläche und Verdunstung von Wasser. Dadurch können auf der einen Seite Wolken entstehen, die einer weiteren Erwärmung der Erdoberfläche entgegen wirken. Auf der anderen Seite verhindert Wasserdampf in der Atmosphäre alleine, dass die Erde die eingestrahle Energie sofort wieder an den Weltraum verliert, da Wasserdampf die langwellige Rückstrahlung weitgehend zurück in Richtung Erde reflektiert. Eine Erhöhung des  $CO_2$ -Gehaltes der Atmosphäre durch anthropogene Faktoren könnte dieses Gleichgewicht von Erwärmung und Kühlung erheblich beeinflussen. Steigt die Temperatur durch den erhöhten  $CO_2$ -Gehalt, verdampft mehr Wasser, dies wiederum führt zu einer stärkeren Reflexion von langwelliger Wärmestrahlung. Dagegen können durch mehr Wasserdampf mehr Wolken entstehen, was wieder zu einer Abkühlung führen könnte. Derartige Fragestellungen wurden und werden im Zusammenhang mit dem Treibhauseffekt diskutiert. Auch dies stellt eine Motivation dar, das Verständnis über Wolken und ihren Einfluss auf den Strahlungshaushalt der Erde zu vertiefen.

Grundlage dieser Arbeit ist, dass die verstärkte Nutzung der solaren Einstrahlung zur Energiegewinnung immer genauere Verfahren zur Berechnung der Einstrahlung über weite Gebiete benötigt. Durch die schwankenden Leistungen, die über regenerative Energiequellen zur Verfügung stehen und in die Stromnetze eingespeißt werden müssen, besteht eine zunehmende Notwendigkeit für detaillierte Informationen über die aufkommenden Energiemengen. Dies gilt sowohl für den Bereich der Windenergie als auch für die Solarenergie.

Für die Bestimmung der solaren Einstrahlung ist die Verwendung von geostationären Satelliten äußerst attraktiv. Die über Daten des Wettersatelliten Meteosat bestimmten Einstrahlungswerte liefern eine größere Genauigkeit als interpolierte Bodenmessungen, s. [1],[2]. Zudem ist es über Satelliten möglich kostengünstig genaue Einstrahlungsdaten über große Flächen der Erde in hoher zeitlicher Auflösung zu bestimmen.

Die hier vorgestellte Arbeit beschäftigt sich mit dem Einfluss von heterogener Bewölkung auf die solare Einstrahlung am Boden. Das Ziel besteht darin, grundlegende Effekte zu erkennen, vor allem aber, Möglichkeiten aufzuzeigen satelliten-gestützte Methoden zur Berechnung der Einstrahlung bezüglich dieser 3D-Wolkeneffekte zu korrigieren. Diese Untersuchungen werden zur Weiterentwicklung des seit Mitte der 80er Jahre bestehenden Heliosat-Verfahrens benötigt.

Die physikalische Modellierung des Strahlungstransportes ermöglicht es, ein tieferes Verständnis für die komplexen Strahlungswechselwirkungen in der Atmosphäre zu entwickeln. Für die Betrachtung von Effekten durchbrochener Bewölkung sind nur 3D-Modelle verwendbar. Daher werden zunächst die prinzipiellen Abhängigkeiten, die in diesem Zusammenhang auftreten, über das 3D-Modell SHDOM (Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method) erarbeitet. Aufgrund der Nutzung des Strahlungstransfermodells als Werkzeug zur Analyse können mögliche Fehlerquellen gefunden werden. Basierend auf der Analyse der Fehlerquellen kann ein Ansatz entwickelt werden, der zur Bestimmung einer Korrektur bezüglich der 3D-Wolkeneffekte für das Heliosat-Verfahren genutzt werden kann.

Über eine so entwickelte Idee werden anschließend mit Hilfe einer empirischen Studie verschiedene Korrekturen entwickelt und geprüft. In dieser Studie werden Daten von Bodenmessstationen mit den Ergebnissen des satelliten-gestützten Verfahrens verglichen und bezüglich der modellierten Ergebnisse analysiert. Zudem können dadurch die zuvor erarbeiteten Ergebnisse validiert werden.

## Aufbau der Arbeit

Absorption und Streuung bestimmen den Strahlungstransport in der Atmosphäre. Damit sind dies die grundlegenden Themen, wenn man sich mit der solaren Einstrahlung am Boden beschäftigt. Daher werden in Kapitel 2 dafür die Grundlagen gelegt. Hier wird auch auf die für die Beschreibung der Streuung an Wolkenteilchen und Aerosolen verwendete Mie-Theorie eingegangen. Außerdem wird die Strahlungstrans-

portgleichung hergeleitet, die als Basis für das verwendete Strahlungstransportmodell SHDOM dient. Neben diesem Modell werden die Klassifizierung, Entstehung und einige wichtige physikalische Eigenschaften von Wolken vorgestellt. Abschließend erfolgt eine kurze Beschreibung des satelliten-gestützten Heliosat-Verfahrens.

In Kapitel 3 werden die Ergebnisse der Modellrechnungen mit SHDOM für drei konkrete Wolkensituationen vorgestellt. Bei den verwendeten Wolkentypen handelt es sich um einen Cumulus-, einen Stratocumulus- und um einen horizontal homogenen Fall. Es werden die von der Atmosphäre nach oben reflektierten Radianzen untersucht, die auch im Heliosat-Verfahren Verwendung finden. Ergänzend wird eine kurze Studie zu unterschiedlich räumlich und zeitlich gemittelten Größen vorgestellt. Abschließend wird ein Vergleich zwischen den direkt modellierten und den indirekt bestimmten Heliosat-Ergebnissen durchgeführt. Als Eingangswerte für das Heliosat-Verfahren werden wiederum Modellergebnisse genutzt. Der daraus resultierende Ansatz einer möglichen Korrektur wird in einer empirischen Studie in Kapitel 4 überprüft und weitergeführt. Es werden verschiedene Ansätze entwickelt und analysiert. Letztlich werden zwei von ihrer Art her unterschiedliche Korrekturen für insgesamt drei Standorte entwickelt, wodurch eine Prüfung der Übertragbarkeit der Ergebnisse eines Standortes auf einen anderen möglich ist. Zuletzt werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere mögliche Studien gegeben, die auf dieser Arbeit aufbauen können.

## 2 Grundlagen

Zur Modellierung des Strahlungstransports ist die Kenntnis der in der Atmosphäre vorhandenen Partikel und deren Wechselwirkungseigenschaften mit der Strahlung notwendig. Besonders wichtig sind dabei die Absorption durch Ozon und Wasser sowie die Streuung und Absorption durch Aerosolpartikel, Wasserdampf und Wolkentropfen. Diese Extingenten, zusammen mit der über die Rayleigh-Theorie beschriebenen Streuung an Luftpartikeln ( $N_2, O_2$ ), bestimmen die optische Dicke der Atmosphäre und damit die Transmission der solaren Einstrahlung. Die optische Dicke ist also ein Maß für die in der Atmosphäre stattfindende Abschwächung der Strahlung durch Absorption und Streuung. Die Zusammensetzung der Atmosphäre und die sich in ihr abspielenden Prozesse bestimmen sowohl die Einstrahlung am Boden als auch den in den Weltraum zurückgestreuten Anteil, wie er z.B. vom Satelliten gemessen wird. Dabei ist der Einfluss der Wolken auf die Strahlungseigenschaften der Atmosphäre wesentlich größer als der Einfluss der Aerosolpartikel. Da es das Ziel dieser Arbeit ist, den Effekt von durchbrochener Bewölkung auf die solare Einstrahlung am Boden zu untersuchen und darüber hinaus erste Ansätze für eine diesbezügliche Korrektur des bestehenden Heliosat-Verfahrens zu entwickeln, werden in diesem Kapitel die dafür wichtigsten Größen und Zusammenhänge vorgestellt.

Zunächst soll auf die elementaren aber wichtigen Effekte beim Strahlungstransport durch Absorption und Streuung eingegangen werden. Ein grundlegendes Verständnis der dort auftretenden Zusammenhänge ist wesentlich für das weitere Verständnis. Der Einfluss von Wolkenteilchen auf die solare Einstrahlung wird insbesondere durch die auch für Aerosole gültige Mie-Theorie beschrieben. Sie wird etwas ausführlicher vorgestellt, da unter anderem das in dieser Arbeit verwendete Strahlungstransfermodell SHDOM darauf aufbaut. Vor der Beschreibung des Modells wird die Strahlungstransfergleichung eingeführt. Dies wird aufgrund der komplexen Zusammenhänge ebenfalls relativ ausführlich geschehen.

Weil sich diese Arbeit besonders mit den Effekten von Wolken auf die Einstrahlung beschäftigt, werden in einem weiteren Unterkapitel die unterschiedlichen Wolkenarten sowie die Entstehung und die physikalischen und optischen Eigenschaften von Wolken beleuchtet. Zuletzt folgt ein kurzes Kapitel, das die wesentlichen Größen und Zusammenhänge des Heliosat-Verfahrens darstellt, da die dort vorgestellte Methodik ein zentraler Bestandteil der Arbeit ist.

### 2.1 Der Strahlungstransport in der Atmosphäre

Die elektromagnetische Strahlung der Sonne steht in permanenter Wechselwirkung mit den Extingenten der terrestrischen Atmosphäre. Die Absorption, Streuung und Emission von Strahlung in der Atmosphäre und am Erdboden bestimmen die Temperatur der Atmosphäre. Damit nehmen diese Vorgänge Einfluss auf die dynamischen, thermischen und photochemischen Prozesse, welche in der Atmosphäre stattfinden. Die Bestimmung und das Verständnis des atmosphärischen Strahlungstransports ist deshalb eine grundlegende Voraussetzung zur Simulation des Zustandes der Atmosphäre. Der Strahlungstransport beschreibt die Wechselwirkung zwischen der solaren Einstrahlung und der Atmosphäre. Zur Beschreibung des atmosphärischen Strahlungsfeldes wird die Strahldichte  $L$ , in  $[W m^{-2} sr^{-1}]$ , eingeführt:

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dA}. \quad (2.1)$$

Die Strahldichte bzw. Radianz  $L$  ist also der Strahlungsfluss  $d^2\Phi$ , der bezüglich des Raumwinkelements  $d\Omega$  eine Einheitsfläche  $dA$  senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durchströmt.

Analytisch wird der Strahlungstransport in der Atmosphäre über die Strahlungstransportgleichung beschrieben. Eine Quelle in dieser Gleichung ist die solare Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre, die jedoch schon in der hohen Stratosphäre insbesondere durch molekularen Sauerstoff, molekularen Stickstoff und Ozon im Wellenlängenbereich kleiner als ca. 300 nm praktisch vollständig absorbiert wird. Zur Untersuchung des Strahlungstransportes in der Troposphäre reicht daher eine Betrachtung der Strahlung mit Wellenlängen größer als ca. 300 nm aus, s. [18]. Weitere Quellen und Senken sind die in der Troposphäre stattfindende Absorption durch Ozon und Stickstoffdioxid und die Streuung an atmosphärischen Luftmolekülen und Partikeln. Diese Prozesse werden in den folgenden Abschnitten behandelt (2.1.1 bis 2.1.5). Der letzte Abschnitt (2.1.6) beinhaltet die Herleitung der Strahlungstransportgleichung.

### 2.1.1 Absorption

Absorbiert ein Elektron eines Atoms durch Wechselwirkung mit einem Photon Energie, so wechselt das Elektron in ein höheres Energieniveau. Das Atom geht damit in einen angeregten Zustand über. Moleküle bzw. Festkörper werden zusätzlich in einen höheren Rotations- oder/und Schwingungszustand angehoben. Durch Zusammenstöße mit anderen Molekülen kann ein angeregtes Molekül seine gewonnene Energie wieder abgeben. Diese Energie wird dadurch der kinetischen Energie der Moleküle zugeführt. Absorption führt also zu einer Schwächung der Strahlung und einer Erwärmung des betrachteten Gases oder Festkörpers.

Eine wichtige Größe, die zur Beschreibung der Absorption dient, ist der Absorptionskoeffizient  $k_a$  [ $m^{-1}$ ], definiert über folgende Gleichung:

$$dL = -k_a L dx. \quad (2.2)$$

$dL$  gibt die Änderung der Strahldichte durch Absorption an, die sich ergibt, wenn ein Strahl der Strahldichte  $L$  durch eine Schicht der Dicke  $dx$  strömt. Der Absorptionskoeffizient ist proportional zur Dichte  $\rho$ . Damit ergibt sich der Massenabsorptionskoeffizient zu

$$k_a^m = \frac{k_a}{\rho} [kg^{-1}m^2]. \quad (2.3)$$

Zudem ist der Absorptionskoeffizient proportional zur Anzahl der absorbierenden Moleküle pro Einheitsvolumen bzw. je Anzahldicke  $N$ , womit sich der Absorptionsquerschnitt ergibt als

$$\sigma_a = \frac{k_a}{N} [m^2]. \quad (2.4)$$

Diese Größe beschreibt die spektralen Absorptionseigenschaften unterschiedlicher Moleküle. Die optische Dicke bezüglich der Absorption ist definiert als

$$\tau_a = \int_{x_1}^{x_2} k_a(x) dx. \quad (2.5)$$

Dabei beschreibt das Integral von  $x_1$  bis  $x_2$  den Weg der Strahlung durch die absorbierende Schicht.

### 2.1.2 Streuung

Die Interaktion einer elektromagnetischen Welle mit einem isolierten Streukörper kann unter Verwendung der Maxwell-Gleichungen analytisch exakt formuliert werden, sofern die Streukörper sphärisch sind. Als Streukörper in der Atmosphäre dienen sowohl die Luftmoleküle, als auch Aerosolpartikel, Wolken- und Regentropfen sowie Eisteilchen. Die Annahme sphärischer Streukörper ist deshalb für die Atmosphäre nur bedingt zutreffend und muss im einzelnen geprüft werden. Oft findet zur Beschreibung der Partikelgröße der effektive Radius  $r_{eff}$  Verwendung. Der effektive Radius ist der Radius, den die Partikel annehmen würden, wenn ihr aktuelles Volumen auf exakte Kugelform gebracht würde. Wolkentropfen sind im Gegensatz zu Regentropfen oder Eisteilchen in guter Näherung kugelförmig. Die in dieser Arbeit untersuchten Cumulus- und Stratocumuluswolken bestehen nur aus solchen kugelförmigen Tropfen. Damit beschränkt sich das Problem auf kugelförmige Streukörper. Somit entfällt auch die Abhängigkeit von Form und Orientierung.

Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein isoliertes Teilchen, so wird die Wellenfront gestört, da sich die magnetischen und elektrischen Eigenschaften eines Streukörpers von denen der Umgebung unterscheiden und dadurch die Homogenität des Mediums stören. Die Folgen dieser Störung sind zum einen die Verringerung der Wellenamplitude und zum anderen die Entstehung einer zusätzlichen, sich vom Partikel entfernenden Kugelwelle, deren Ausgangspunkt der Streukörper ist. Die Energie dieser zusätzlichen Welle ist die gestreute Energie. Der Streukoeffizient  $k_s$  und die davon abhängigen Größen ergeben sich für die Streuung ganz analog wie bei der Absorption, s. Kapitel 2.1.1.

Führt man nun aber noch ein kleines Streuvolumen  $dv$  ein, auf das die durch die eingestrahlte Flussdichte  $E$  charakterisierte Strahlung trifft, ergibt sich der durch  $dv$  gestreute Strahlungsfluss als

$$d^2\Phi = f(\theta) E dv d\Omega, \quad (2.6)$$

wobei sich die neue von der ursprünglichen Ausbreitungsrichtung durch den Streuwinkel  $\theta$  unterscheidet und  $f(\theta)$  [ $m^{-1}sr^{-1}$ ] die Streufunktion ist, die die Winkelverteilung der gestreuten Photonen beschreibt. Hier wird vorausgesetzt, dass die Teilchen keine Asymmetrien aufweisen, also kugelförmig sind, andernfalls wäre die Streufunktion auch vom Azimutwinkel abhängig. Folgende Beziehung gilt zwischen der Streufunktion und dem Streukoeffizienten

$$k_s = \int_{4\pi} f(\theta) d\Omega. \quad (2.7)$$

Will man außer der Winkelverteilung auch die Stärke der Streustrahlung berücksichtigen, führt das zur Einführung der absoluten Streufunktion, die auch als Phasenfunktion  $P(\theta)$  bezeichnet wird. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in irgendeine Richtung der Kugel (Raumwinkel  $4\pi$ ) gestreut wird, ist eins. Daher gilt die Normierung

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} P(\theta) d\Omega = 1. \quad (2.8)$$

Die Phasenfunktion ist mit der Streufunktion über folgende Gleichung verknüpft

$$P(\theta) = \frac{4\pi}{k_s} f(\theta). \quad (2.9)$$

Die Phasenfunktion hängt von den Eigenschaften der streuenden Teilchen ab, nicht aber von ihrer Anzahldichte, die durch  $k_s$  berücksichtigt wird.

### 2.1.3 Extinktion

Da in realen Medien Absorption und Streuung gleichzeitig auftreten, wird die entsprechende totale Schwächung der Strahlungsenergie über die Extinktion berücksichtigt. Der entsprechende Extinktionskoeffizient  $k_e$  ist definiert als Summe des Absorptions- und Streukoeffizienten:

$$k_e = k_a + k_s. \quad (2.10)$$

Analog ergibt sich über einfache Addition auch die totale optische Dicke  $\tau$ . Die optische Dicke findet auch im Lambert-Beer Gesetz Verwendung, über welches die Abschwächung der am Rand der Atmosphäre eintreffenden Strahlung  $I_0$  bestimmt werden kann:

$$I = I_0 \cdot \exp(-\tau m). \quad (2.11)$$

Der dimensionslose Airmass-Faktor  $m = 1/(\sin(h))$  ergibt sich über den Höhenwinkel  $h$  der Sonne. Eine Materialschicht der optischen Dicke  $\tau = 1$  bedeutet also, dass die Strahldichte auf das  $\frac{1}{e}$  - fache abfällt. Als weitere Größe gibt die Einfachstreuabbedo  $\tilde{\omega}$  an, welcher Anteil der extingierten Strahlung durch Streuung verursacht ist:

$$\tilde{\omega} = \frac{k_s}{k_e} \quad \text{wobei} \quad 1 \geq \tilde{\omega} \geq 0. \quad (2.12)$$

Im Grenzfall  $\tilde{\omega} = 1$  findet entsprechend keine Absorption statt. Dagegen bedeuten kleine Werte von  $\tilde{\omega}$ , dass die Streuung im Vergleich zur Absorption vernachlässigt werden kann. Sämtliche Streu- und Absorptionseigenschaften bei Festkörpern und Flüssigkeiten sind von der Wellenlänge abhängig.

Bisher wurde lediglich die elastische Streuung berücksichtigt. Dabei verändert sich die Wellenlänge der gestreuten Strahlung nicht. Neben der elastischen Streuung existiert die unelastische Streuung. Diese hat eine Frequenzverschiebung zur einfallenden Strahlung zur Folge und wird als Raman-Streuung bezeichnet. Weil die unelastische Streuung um mehrere Größenordnungen geringer ist als die elastische Streuung (s. [3]), wird sie bei diesen Betrachtungen vernachlässigt. Eine weitere Vereinfachung beruht auf der Annahme, dass die Streukörper hinreichend weit auseinanderliegen, so dass die vom Streuzentrum ausgehende Kugelwelle im Fernfeld wieder als ebene Welle behandelt werden kann. Somit reduziert sich dieses Problem auf die Streuung einer monochromatischen, ebenen elektromagnetischen Welle an einem sphärischen Teilchen, für das die Mie-Theorie eine vollständige Lösung zur Verfügung stellt.

### 2.1.4 Mie-Streuung

Die Streuung und Absorption elektromagnetischer Wellen durch kugelförmige Wassertropfen mit Radien in der Größenordnung der Wellenlängen kann durch die Mie-Theorie exakt beschrieben werden. Die Mie-Theorie ist eine vollständige Theorie zur Beschreibung der Wechselwirkungen von ebenen Wellen mit dielektrischen Sphären. Die Maxwell-Gleichungen bilden die Grundlage, aus denen die Vektorwellengleichungen in Kugelkoordinaten hergeleitet werden können. Über die Variablenseparation kann die Lösung der elektrischen und magnetischen Vektorfelder für die einfallende Welle über eine Reihe von mathematischen Funktionen ausgedrückt werden. Für das gestreute Strahlungsfeld kann für große Entfernungen zur streuenden Sphäre der Streu- und Absorptionsquerschnitt und die Phasenfunktion über eine unendliche Reihe, die die zugeordneten Legendre-Polynome und die sphärische Bessel- und Hankelfunktion enthält, bestimmt werden.

Die Abhängigkeit zwischen einfallender (Index e) und gestreuter, ausfallender Welle (Index a) wird über folgendes Gleichungssystem beschrieben:

$$E_{a,p} = \frac{i}{\kappa\rho} \exp(-ik\rho) S_2(\theta) E_{e,p}, \quad (2.13)$$

$$E_{a,s} = \frac{i}{\kappa\rho} \exp(-ik\rho) S_1(\theta) E_{e,s}. \quad (2.14)$$

Dabei wird zwischen den parallel und senkrecht zur Streuebene stehenden Wellen unterschieden (entsprechend Index p und s).  $\rho$  ist die Entfernung des Streufeldes zum streuenden Teilchen und  $\kappa = 2\pi/\lambda$  die Wellenzahl,  $\lambda$  ist die Wellenlänge im Vakuum und  $\theta$  der Streuwinkel. Die Streuamplituden  $S_1$  und  $S_2$  lauten

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \tau_n + b_n \Pi_n], \quad (2.15)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \tau_n + a_n \Pi_n], \quad (2.16)$$

wobei  $\tau_n$  und  $\Pi_n$  aus den zugeordneten Legendre-Polynomen  $P_n^1(\cos(\theta))$  gebildet werden:

$$\tau_n(\cos(\theta)) = \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos(\theta)), \quad (2.17)$$

$$\Pi_n(\cos(\theta)) = \frac{1}{\sin\theta} P_n^1(\cos(\theta)). \quad (2.18)$$

Die Mie-Koeffizienten  $a_n$  und  $b_n$  lauten

$$a_n = \frac{[x j_n(x)]' j_n(m_q x) - [m_q x j_n(m_q x)]' j_n(x)}{[m_q x j_n(m_q x)]' h_n(x) - [x h_n(x)]' j_n(x)}, \quad (2.19)$$

$$b_n = \frac{[m_q x j_n(m_q x)]' j_n(x) - m_q^2 [x j_n(x)]' j_n(m_q x)}{m_q^2 [x h_n(x)]' j_n(m_q x) - [m_q x j_n(m_q x)]' h_n(x)}. \quad (2.20)$$

Sie sind abhängig von einem Faktor  $m_q$ , der sich als Quotient aus dem komplexen Brechungsindex  $m(\lambda) = m_r(\lambda) - im_i(\lambda)$  des Streukörpers und dem Brechungsindex der umgebenden Luft  $m_L$  ergibt:

$$m_q = \frac{m}{m_L}. \quad (2.21)$$

$m_r$  ist der reale Brechungsindex, der die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle bestimmt und  $m_i$  ist der imaginäre Brechungsindex, der in Beziehung zum Absorptionskoeffizienten steht über  $k_a = 4\pi m_i/\lambda$ . Zudem sind die Mie-Koeffizienten abhängig vom Mie-Größen-Parameter  $x = 2\pi r/\lambda$ . Die Funktionen  $j_n$  und  $h_n$  sind die Bessel- bzw. Hankelfunktionen. Die gestrichelten Funktionen entsprechen

den Ableitungen nach dem Argument. Für eine Übersichtsherleitung der Mie-Theorie siehe auch [3], für eine detaillierte Herleitung [4]. Die Streufunktion lautet

$$f(\theta) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*). \quad (2.22)$$

Über die Definition der Phasenfunktion Gl. (2.9) und mit der Streufunktion Gl. (2.22) lautet die Phasenfunktion also

$$P(\cos(\theta)) = \frac{\lambda^2}{2\pi\sigma_e} (|S_1|^2 + |S_2|^2). \quad (2.23)$$

Abbildung 2.1 zeigt einige typische Phasenfunktionen für verschiedene Wellenlängen. Für die Größenverteilungsfunktion wurde die einer Schönwetter-Cumuluswolke angenommen. Mit zunehmendem Parti-

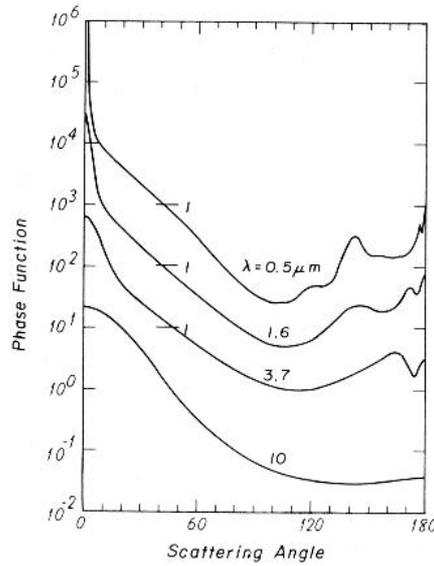


Abbildung 2.1: Phasenfunktion für Wellenlängen bei 0.5, 1.6, 3.7 und 10  $\mu\text{m}$  und einer Größenverteilungsfunktion von Wassertropfen, die der einer Cumuluswolke entspricht. Die vertikale Skala entspricht der niedrigsten Kurve, während die darüberliegenden Kurven mit einem Faktor 10 versehen sind. Die Phasenfunktionen für Stratus und Nimbostratuswolken sind ähnlich; entnommen aus [5] S.266.

kelradius wird der in Vorwärtsrichtung gestreute Anteil größer. Die Schwankungen der Phasenfunktion nehmen mit zunehmender Partikelgröße zu. Wegen des hohen Rechenaufwandes zur Bestimmung der winkelabhängigen Phasenfunktion wird diese häufig mit Hilfe des Asymmetrieparameters  $g$  approximiert. Dieser ist der mittlere Kosinus des Streuwinkels  $\theta$  und definiert über (s. [6]):

$$g = \langle \cos(\theta) \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} P(\cos(\theta)) \cos\theta \, d\Omega \quad (2.24)$$

wobei  $|g| \leq 1$  ist. Die Verwendung eines mittleren Wertes für die Streufunktion stellt für die Bestimmung von Strahlungsflüssen, die sich aus der Integration über die Raumwinkel ergeben, eine gute Approximation dar. Zur Berechnung der winkelabhängigen Strahldichte, wie sie zur Fernerkundung mit Satellitenbeobachtungen benötigt wird, ist diese Näherung jedoch nicht mehr geeignet. Für isotrop streuende Partikel verschwindet der Asymmetrieparameter, ebenso für symmetrische Streuung um den Streuwinkel von  $90^\circ$ . Streut das Partikel mehr Licht in den Halbraum der Vorwärtsrichtung (Streuwinkel von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$ ), so ist der Asymmetrieparameter positiv. Andernfalls, bei einem Streuwinkel zwischen  $90^\circ$  und  $180^\circ$ , negativ.

### 2.1.5 Rayleigh-Streuung

Die Streuung an kleinen Teilchen, welche um Größenordnungen kleiner sind als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung, kann mit einem Spezialfall der Mie-Theorie, der Rayleigh-Theorie beschrieben werden. Bei der Rayleigh-Streuung ist der Betrag der gestreuten Strahlung in den Halbraum der Vorwärts- und Rückwärtsrichtung gleich und erreicht bei diesen Winkeln sein Maximum. Sein Minimum liegt bei  $90^\circ$  bzw.  $270^\circ$ . Insbesondere die Größe der Luftmoleküle mit Radien um ca.  $10^{-4} \mu\text{m}$  ist klein gegenüber den Wellenlängen der in der Atmosphäre vorkommenden Strahlung. Die Rayleigh-Theorie beschreibt das Streuverhalten von solchen kugelförmigen Teilchen über die relativ einfache Phasenfunktion

$$P(\theta) = \frac{3}{16} \cdot (1 + \cos^2(\theta)). \quad (2.25)$$

Der Streuquerschnitt der Rayleigh-Streuung nimmt mit zunehmender Wellenlänge mit etwa der 4. Potenz der Wellenlänge ab. Das führt dazu, dass Strahlung im Bereich kürzerer Wellenlängen wesentlich stärker gestreut wird. aufgrund dessen wird der diffuse Anteil der Strahlung in diesem Wellenlängenbereich erhöht. Das diffuse blaue Himmelslicht an klaren Tagen ist dadurch begründet.

### 2.1.6 Die Strahlungstransportgleichung

Die Strahlungstransportgleichung ist eine Bilanzgleichung für die Strahlung, die ein Volumenelement  $dV$  am Ort  $\mathbf{r}$  in Richtung  $\boldsymbol{\Omega}$  durchläuft. Beim Durchgang durch  $dV$  findet eine Wechselwirkung in Form von Emission, Streuung und Absorption statt. Die Summe aus Streuung und Absorption ergibt die Extinktion, welche die Strahldichte  $L$  gemäß dem Beerschen Gesetz reduziert, so dass gilt:

$$dL_1(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t) = -k_e L(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t) ds. \quad (2.26)$$

Zusätzlich zu dieser Schwächung der Strahldichte existiert ein Quellterm  $J(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t)$ , welcher zum einen die Temperaturstrahlung und zum anderen die Streustrahlung berücksichtigt. Dieser führt zu einem zusätzlichen Beitrag und zur Änderung der Strahldichte im betrachteten Volumenelement in folgender Form

$$dL_2(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t) = k_e J(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t) ds, \quad (2.27)$$

bzw.

$$J = \frac{1}{k_e} \frac{dL}{ds}. \quad (2.28)$$

Das Wegelement  $ds$  kann auch über folgenden Differentialoperator ausgedrückt werden (s. [5]):

$$\frac{d}{ds} = \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla. \quad (2.29)$$

Die gesamte Änderung der Strahldichte im Volumenelement ergibt sich über das Zusammenfassen der Gl. (2.26) und Gl. (2.27) zu

$$\frac{1}{k_e} \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla L = -L + J. \quad (2.30)$$

Zur Bestimmung der Quellfunktion wird zunächst die Temperaturstrahlung am Ort  $\mathbf{r}$  in Richtung  $\boldsymbol{\Omega}$  betrachtet. Da die terrestrische Strahlung im relevanten Spektralbereich sehr viel geringer ist als die der solaren Strahlung, wird die Temperaturstrahlung bei vielen Betrachtungen, z.B. bei Strahlungstransportmodellen, vernachlässigt. Aus Gründen der Vollständigkeit sollen aber auch die bei der Temperaturstrahlung auftretenden Zusammenhänge verdeutlicht werden.

Die isotrope Schwarzkörperstrahlung nach dem Planckschen Strahlungsgesetz lautet:

$$B(T, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2 (\exp[\frac{h\nu}{kT}] - 1)} \quad (2.31)$$

mit der Planckschen Konstante  $h$ , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c$ , der Boltzmann-Konstante  $k$  und der Frequenz  $\nu$ .  $B$  ist die isotrope Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers bei der Temperatur

$T$  im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht des Volumenelements  $dV$  am Ort  $\mathbf{r}$ . Nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz gilt, dass das Verhältnis der emittierten Strahlung  $E(T, \nu)$  eines Körpers der Temperatur  $T$  zu seinem Absorptionsvermögen  $a(\nu)$  dem Betrage nach gleich der Ausstrahlung eines schwarzen Körpers  $B(T, \nu)$  bei der Temperatur  $T$  ist, d.h.

$$\frac{E(T, \nu)}{a(\nu)} = B(T, \nu). \quad (2.32)$$

Hierbei beschreibt  $a(\nu)$  das Verhältnis zwischen absorbierter und auftreffender Strahlung. Für einen idealen Schwarzkörper ist also  $a(\nu) = 1$ . Die Transmission  $\Gamma$  beschreibt den nicht extingierten Anteil der Strahlung

$$\Gamma = \exp\left(-\int_0^s k_e ds\right). \quad (2.33)$$

Vernachlässigt man für die Temperaturstrahlung die Streuung, so wird die Extinktion lediglich von der Absorption bestimmt. Somit lässt sich  $a(\nu)$  auch als Differenz zwischen 1 und  $\Gamma$  ausdrücken, was zu folgender Beziehung führt

$$a(\nu) = 1 - \Gamma = 1 - \exp\left(-\int_0^s k_a ds\right). \quad (2.34)$$

Da  $ds$  eine infinitesimale Ausdehnung beschreibt, gilt  $k_a ds \ll 1$ . Daher kann der Ausdruck  $\exp(-k_a ds)$  in eine Taylor-Reihe entwickelt werden und es folgt

$$a(\nu) = k_a ds. \quad (2.35)$$

Die emittierte Strahlung  $E$  liefert den Beitrag  $dL$  zum Strahlungsfeld mit

$$\frac{dL}{ds} = k_a B(T, \nu). \quad (2.36)$$

Aus Gl. (2.36) und Gl. (2.28) ergibt sich für den Teil der Quellfunktion, der die Temperaturstrahlung beschreibt:

$$J_1 = \frac{1}{k_e} \frac{dL}{ds} = \frac{k_a}{k_e} B(T, \nu). \quad (2.37)$$

Mit Hilfe der Einfachstreuabedo Gl. (2.12) lässt sich Gl. (2.37) umschreiben zu

$$J_1 = (1 - \tilde{\omega})B(T, \nu). \quad (2.38)$$

Eine weiterer Beitrag zur Strahldichte ist die diffuse bzw. gestreute Strahlung. Die aus den Richtungen  $\mathbf{\Omega}'$  einfallende Strahlung wird im Volumenelement  $dV$  am Ort  $\mathbf{r}$  in Richtung  $\mathbf{\Omega}$  gestreut, siehe Abb.2.2. D.h. aus allen Raumrichtungen  $\mathbf{\Omega}'$  wird in das Volumenelement  $dV$  eingestrahlt. Ein Teil dieser Strahlung wird in Richtung  $\mathbf{\Omega}$  gestreut. Der Anteil der Strahlung, welcher aus der Richtung  $\mathbf{\Omega}'$  in Richtung  $\mathbf{\Omega}$  gestreut wird, wird von der Phasenfunktion  $P(\mathbf{r}, \cos(\theta), \nu, t)$  beschrieben. Die in die Richtung  $\mathbf{\Omega}$  gestreute Strahlung führt zu einer Erhöhung der Strahldichte von

$$dL(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \nu, t) = \frac{k_s}{4\pi} \int_{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\theta), \nu, t) L(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', \nu, t) d\mathbf{\Omega}' ds. \quad (2.39)$$

Gl. (2.39) zusammen mit Gl. (2.28) beschreiben den zweiten Anteil der Quellfunktion

$$J_2 = \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\theta), \nu, t) L(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', \nu, t) d\mathbf{\Omega}'. \quad (2.40)$$

Die beiden Funktionen  $J_1$  und  $J_2$  addieren sich zur Quelle der Strahldichte  $J$  in Gl. (2.30). Damit lautet die Strahlungstransportgleichung

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_e} \mathbf{\Omega} \cdot \nabla L(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \nu, t) &= -L(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \nu, t) + (1 - \tilde{\omega})B(T, \nu) \\ &+ \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\theta), \nu, t) L(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', \nu, t) d\mathbf{\Omega}'. \end{aligned} \quad (2.41)$$

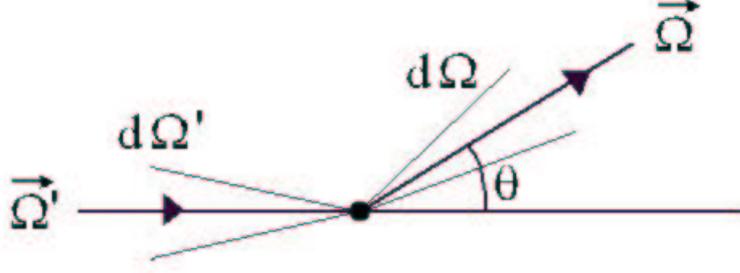


Abbildung 2.2: Die aus den Richtungen  $\Omega'$  einfallende Strahlung wird im Volumenelement  $dV$  am Ort  $\mathbf{r}$  in Richtung  $\Omega$  gestreut.

Diese Gleichung beschreibt die Wechselwirkung des gesamten Strahlungsfeldes mit den atmosphärischen Extingenten.

Ist man jedoch nur an einer Gleichung für die diffuse Strahlung interessiert, so muss die Strahlendichte in ihren direkten ( $L_{dir}$ ) und diffusen ( $L_{diff}$ ) Anteil aufgespalten werden

$$L = L_{dir} + L_{diff}. \quad (2.42)$$

Nach dem Beerschen Gesetz gilt für die direkte Solarstrahlung

$$dL_{dir}(\mathbf{r}, \Omega, \nu, t) = -k_e L_{dir}(\mathbf{r}, \Omega, \nu, t) ds. \quad (2.43)$$

bzw.

$$\Omega \cdot \nabla L_{dir}(\mathbf{r}, \Omega, \nu, t) = -k_e L_{dir}(\mathbf{r}, \Omega, \nu, t). \quad (2.44)$$

Die Lösung dieser linearen, homogenen Differentialgleichung 1. Ordnung lautet

$$dL_{dir}(\mathbf{r}, \Omega, \nu, t) = L_0 \exp\left(-\int_0^s k_e ds\right). \quad (2.45)$$

mit  $L_0 = S_0 \delta(\Omega - \Omega_0)$ . Dabei ist  $S_0$  der solare Strahlungsfluß, der am Oberrand der Atmosphäre ankommt,  $\Omega_0$  gibt die Einfallsrichtung der direkten solaren Strahlung an und  $\delta(\Omega - \Omega_0)$  ist die Diracsche Delta-Funktion.

Jetzt wird Gl. (2.42) unter Verwendung von Gl. (2.44) und Gl. (2.45) in Gl. (2.41) eingesetzt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_e} \Omega \cdot \nabla L_{diff}(\mathbf{r}, \Omega, \nu, t) &= -L_{diff}(\mathbf{r}, \Omega, \nu, t) + (1 - \tilde{\omega}) B(T, \nu) \\ &+ \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\theta), \nu, t) L_{diff}(\mathbf{r}, \Omega', \nu, t) d\Omega' \\ &+ \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\alpha), \nu, t) S_0 \exp\left(-\int_0^s k_e ds\right). \end{aligned} \quad (2.46)$$

Die Änderung der spektralen Strahlendichte  $L$  (linke Seite in Gl. (2.46)) ist abhängig von der Strahlendichte  $L$  (1. Term der rechten Seite in Gl. (2.46)), der Temperaturstrahlung (2. Term), der vielfach gestreuten Strahlung (3. Term) und der einfach gestreuten Strahlung (4. Term). Zur Bestimmung der gesamten Strahlendichte in Gl. (2.42) wird die direkte Strahlung in Gl. (2.45) und die diffuse Strahlung in Gl. (2.46) addiert.

## 2.2 Strahlungstransportmodelle

Wie bereits beschrieben, ist die Strahldichte der terrestrischen Strahlung im relevanten Spektralbereich sehr viel geringer als die der solaren Strahlung. Daher wird die Temperaturstrahlung bei vielen Strahlungsmodellen vernachlässigt. Die stationäre Strahlungstransportgleichung Gl. (2.46) vereinfacht sich dadurch zu

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_e} \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla L_{diff}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu) &= -L_{diff}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu) \\ &+ \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\theta), \nu) L_{diff}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', \nu) d\boldsymbol{\Omega}' \\ &+ \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\alpha), \nu) S_0 e^{-\tau_s}. \end{aligned} \quad (2.47)$$

Die Komponenten des Raumwinkels  $\boldsymbol{\Omega}$  sind der Zenitwinkel  $\eta$  und der Azimutwinkel  $\varphi$ . Der Zenitwinkel  $\eta$  beschreibt die Auslenkung zum Zenit und ist  $0^\circ$  im Zenit und  $90^\circ$  am Horizont. Der Azimutwinkel  $\varphi$  ist in der östlichen Hemisphäre positiv und in der westlichen Hemisphäre negativ, er ist im Süden  $0^\circ$  und im Norden  $180^\circ$ .

Bei der Diskretisierung der Atmosphäre auf das Rengitter, auf welchem die Strahlungstransportgleichung gelöst wird, wird bei den meisten verwendeten Modellen die Krümmung der Erdatmosphäre vernachlässigt. Diese Annahme einer plan-parallelen Atmosphäre ist für hinreichend kleine, horizontale Ausdehnungen des Modellgebietes und Sonnenzenitwinkel kleiner  $75^\circ$  zulässig (s. [3], [7]). Das Gitter kann 1-, 2- oder 3-dimensional aufgebaut sein. Die Strahlungsparameter wie z.B. der Extinktionskoeffizient und die Einfachstreualbedo müssen für jede Gitterbox bestimmt werden, auf der die Strahlungstransportgleichung zu lösen ist. Verwendet man ein 1-dimensionales Modell, so muss horizontale Homogenität der Atmosphäre angenommen werden. Inhomogenitäten in vertikaler Richtung sind jedoch zulässig. Das bedeutet, dass der Strahlungstransport lediglich für Situationen bestimmt werden kann, in denen entweder keine Wolken vorhanden sind, oder diese eine ausreichend große horizontale Ausdehnung haben. Randeffekte an Wolken können damit nicht bestimmt werden. Der Vorteil der 1-dimensionalen Strahlungstransportmodelle ist der numerisch geringere Aufwand im Vergleich zu 2- oder 3-dimensionalen Modellen. Zur Lösung der Strahlungstransportgleichung für den diffusen Anteil der Strahlung in Gl. (2.47) sind Randbedingungen notwendig. Für die obere Grenzschicht wird angenommen, dass die nach unten gerichtete diffuse Strahlung am Oberrand der Atmosphäre verschwindet. Dadurch fällt am Oberrand der Atmosphäre nur direkte Strahlung ein. Die untere Grenzschicht ist durch das Reflektionsverhalten der Erdoberfläche definiert. In den verwendeten Strahlungstransportmodellen wird angenommen, dass die Reflektivitätsfunktion winkelunabhängig ist. Die Erdoberfläche ist somit näherungsweise ein Lambertscher Reflektor und kann mit der spektralen Bodenalbedo beschrieben werden. Die Bodenalbedo beschreibt den Anteil der zurückgestreuten Strahlung, also das Verhältnis zwischen nach oben gerichteter diffuser Strahlung zur nach unten gerichteten direkten und diffusen Strahlung. In den 2- und 3-dimensionalen Strahlungstransportmodellen sind zusätzlich seitliche Randbedingungen notwendig. Eine Möglichkeit zur Bestimmung des 1-dimensionalen Strahlungstransportfeldes bietet das Diskrete-Ordinaten-Verfahren. Dabei wird das Strahlungsfeld in diskrete Ströme aufgeteilt. Die dort modellierbare homogene Bewölkung, bei der die Annahme einer im Vergleich zum Modellgebiet „unendlich“ ausgedehnten Wolke gerechtfertigt ist, ist die Ausnahme. In der Regel findet man in der Realität heterogene Bewölkungszustände vor. Sofern man an einer Modellierung von durchbrochener Bewölkung und an Randeffekten von Wolken interessiert ist, oder auch an der Beeinflussung von Wolken untereinander, so besteht die Notwendigkeit, 2- oder 3-dimensionale Strahlungstransportmodelle zu verwenden. Nur dann ist es möglich, die zwischen Wolken stattfindende Interaktion von z.B. seitlich ein- bzw. austretender Strahlung zu berücksichtigen. Im Folgenden soll die Lösungsmethode des 3-dimensionalen Strahlungstransportmodells SHDOM skizziert werden.

### 2.2.1 SHDOM

Im Gegensatz zu den 1-dimensionalen Strahlungstransportmodellen berücksichtigt das 3-dimensionale Strahlungstransportmodell SHDOM (Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method) nach Evans (s.

[8], [9]) den Einfluss benachbarter Gitterzellen. Das Strahlungsfeld in einer Gitterzelle ist dadurch auch von der Extinktion benachbarter Gitterzellen, welche die Strahlung im horizontal inhomogenen Feld durchläuft, beeinflusst. Ausgehend von der spektralen Strahlungstransportgleichung Gl. (2.47) ergibt sich unter Verwendung der Gl. (2.29)

$$\frac{d}{ds}L_{diff}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu) + k_e L_{diff}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu) = k_e J(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu), \quad (2.48)$$

mit der Quellfunktion

$$J(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu) = \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\theta), \nu) L_{diff}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', \nu) d\boldsymbol{\Omega}' + \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} P(\mathbf{r}, \cos(\alpha), \nu) S_0 e^{-\tau_s}. \quad (2.49)$$

Das Lösungsverfahren von SHDOM basiert im Wesentlichen auf vier Schritten, s. [10]:

- die Quellfunktion  $J$  wird in Kugelfunktionen berechnet ,
- anschließend wird die Quellfunktion in diskrete Ordinaten transformiert,
- die Integration der Strahlungstransportgleichung erfolgt entlang der diskreten Winkel,
- die aus der Integration resultierende Strahldichte wird in Kugelfunktionen entwickelt.

Aus der Strahldichte in Kugelfunktionen wird dann wiederum die Quellfunktion in Kugelfunktionen bestimmt. Diese Verfahrensweise wird iterativ so lange angewendet, bis die Strahldichte konvergiert. Im Folgenden sollen kurz die einzelnen Schritte zur Lösung der Strahlungstransportgleichung erläutert werden, für eine detaillierte Beschreibung wird auf Evans verwiesen, s. [9]. Zunächst jedoch noch einmal ein genauerer Blick auf die Phasenfunktion.

Die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung lässt sich aus der Phasenfunktion  $P(\cos(\theta))$  bestimmen. Die Bestimmung der Phasenfunktion über die Mie-Theorie nach Gl. (2.22) verursacht einen sehr hohen Rechenaufwand, da die Phasenfunktion neben dem Mie-Größenparameter  $x$  und dem Brechungsindex  $m_q$  auch vom Streuwinkel  $\theta$  abhängig ist. Der Streuwinkel  $\theta$  ist der Winkel zwischen  $\boldsymbol{\Omega}$  und  $\boldsymbol{\Omega}'$  mit den Zenit- und Azimutkomponenten  $\eta$  bzw.  $\eta'$  und  $\varphi$  bzw.  $\varphi'$ . Für den Kosinus des Streuwinkels gilt

$$\cos(\theta) = \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}' = \cos(\eta) \cos(\eta') + \sqrt{1 - \cos^2(\eta)} \sqrt{1 - \cos^2(\eta')} \cos(\varphi - \varphi') \quad (2.50)$$

Für den Kosinus des Zenitwinkels schreibt man abkürzend auch  $\cos(\eta) = \mu$ . Zur Verringerung der Rechenzeit wird eine Bestimmung der Phasenfunktion über eine Reihenentwicklung in Legendre-Polynome vorgenommen:

$$P(\cos(\theta)) = \sum_{a=0}^{\infty} p_a P_a(\cos(\theta)) \quad (2.51)$$

mit den Legendre-Koeffizienten  $p_a$  und den Legendre-Polynomen  $P_a(\cos(\theta))$ , definiert über

$$P_a(x) = \frac{1}{2^a a!} \frac{d^a}{dx^a} (x^2 - 1)^a. \quad (2.52)$$

Durch diese Reihenentwicklung wird das Problem auf die Bestimmung der Legendre-Koeffizienten reduziert. Im Fall isotroper Streuung gilt:  $p_a = \delta_{0,a}$ . Dabei ist  $\delta_{x,y}$  das Kroneckersymbol für das gilt

$$\delta_{x,y} = \begin{cases} 1 & : x = y \\ 0 & : x \neq y \end{cases}$$

Zur Berechnung der Phasenfunktion anisotroper Streuung wendet man auf Gl. (2.51) den Operator  $\int_{-1}^1 \dots P_b(\cos(\theta)) d\cos(\theta)$  an. Dadurch ergibt sich unter Einbeziehung der Orthogonalitätsrelation der Legendre-Polynome

$$\int_{-1}^1 P_a(x) P_b(x) dx = \delta_{a,b} \frac{2}{2a+1} \quad (2.53)$$

für die Legendre-Koeffizienten  $p_a$  folgende Beziehung:

$$p_a = \frac{2a+1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos(\theta)) P_a(\cos(\theta)) d \cos(\theta). \quad (2.54)$$

Wegen der Normierung der Phasenfunktion (vgl. Gl. (2.8)) gilt  $p_0 = 1$  für alle Streuwinkel  $\theta$ . Zur Bestimmung der Legendre-Koeffizienten  $p_a$  in Gl. (2.54) ist damit ein geeigneter Ansatz für die Phasenfunktion  $P(\cos(\theta))$  notwendig. Für die Rayleigh-Streuung lautet dieser entsprechend Gl. (2.25).

Um die Phasenfunktion für das SHDOM-Modell zu bestimmen, nutzt man die Vollständigkeitsrelation der Legendre-Polynome aus, die eine Separation der Zenitwinkelvariablen unter Verwendung der zugeordneten Legendre-Funktionen  $P_l^m$  ermöglichen. Die zugeordneten Legendre-Funktionen  $P_l^m$  sind definiert als

$$P_l^m(x) = (1-x^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m}{dx^m} P_l(x). \quad (2.55)$$

Damit ergibt sich mit Hilfe der Definition des Streuwinkels in Gl. (2.50)

$$P_n(\cos(\theta)) = \sum_{m=0}^{2N-1} (2-\delta_{0,m}) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(\mu) P_n^m(\mu') \cos(m(\varphi - \varphi')). \quad (2.56)$$

Damit erhält man nach Gl. (2.51) für die Phasenfunktion:

$$P(\cos(\theta)) = \sum_{m=0}^{2N-1} \sum_{n=m}^{2N-1} p_n (2-\delta_{0,m}) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(\mu) P_n^m(\mu') \cos(m(\varphi - \varphi')). \quad (2.57)$$

Die Anzahl der Summenterme  $2N$  ist von der Anisotropie des zu beschreibenden Streuprozesses abhängig und entspricht der Anzahl an Strömen, in die das Strahlungsfeld aufgespalten wird. Nun zurück zur Beschreibung des SHDOM-Modelles.

Bei der Transformation der Quellfunktion in Kugelfunktionen wird die Phasenfunktion zunächst entsprechend der Gl. (2.57) ebenso wie die Strahldichte  $L$  in Kugelfunktionen entwickelt

$$L(s, \Omega) = \sum_{m=0}^M \sum_{l=-m}^{L+m} L_{lm}(s) Y_l^m(\Omega), \quad (2.58)$$

wobei

$$Y_l^m(\Omega) = Y_l^m(\mu, \varphi) = \gamma_{lm} P_l^m(\mu) \cos(m\varphi) \quad (2.59)$$

und

$$\gamma_{lm} = \sqrt{\frac{2l+1}{2\pi(1+\delta_{0,m})} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}}. \quad (2.60)$$

Unter Verwendung der Orthogonalität der Kugelfunktionen ergibt sich für die Quellfunktion

$$J(s, \mu, \varphi) = \sum_{m=0}^M \sum_{l=m}^M J_{lm}(s) Y_l^m(\mu, \varphi) \quad (2.61)$$

mit

$$J_{lm} = \frac{\tilde{\omega} p_l}{2l+1} [L_{lm}(s) + Y_l^m(\mu_0, \varphi_0) S_0 e^{-\tau_s}]. \quad (2.62)$$

Anschließend wird die Quellfunktion in die diskreten Winkel  $\mu_j$  und  $\varphi_k$  aufgespalten, so dass für diese gilt:

$$J(s, \mu_j, \varphi_k) = \sum_{m=0}^M \sum_{l=m}^M J_{lm}(s) Y_l^m(\mu_j, \varphi_k). \quad (2.63)$$

Die Transformationskoeffizienten  $Y_l^m(\mu_j, \varphi_k)$  können unter Berücksichtigung von Gl. (2.59) für alle  $l$  und  $m$  und ein bestimmtes  $\mu_j$  und  $\varphi_k$  vorab berechnet und gespeichert werden. Durch die Anwendung des

Transformationskoeffizienten  $Y_m^l$  auf die Quellfunktion in Kugelfunktionen  $J_{lm}(s)$  erhält man die Quellfunktion in diskreten Ordinaten  $J(s, \mu_j, \varphi_k)$ . Die Integration der Gl. (2.48) erfolgt entlang der diskreten Ordinaten. Zur Integration der Strahlungstransportgleichung nimmt man die Quellfunktion als gegeben und konstant an. Die Lösung dieser homogenen Differentialgleichung 1. Ordnung lautet

$$L(s, \mu_j, \varphi_k) = L_0 \exp\left(-\int_0^s k_e(s') ds'\right) + \int_0^s k_e(s') J(s', \mu_j, \varphi_k) \exp\left(-\int_{s'}^s k_e(t) dt\right) ds'. \quad (2.64)$$

Aus dieser Gleichung resultiert für jeden diskreten Winkel  $(\mu_j, \varphi_k)$  die Strahldichte  $L(s, \mu_j, \varphi_k)$ , die anschließend in Kugelfunktionen transformiert wird. Diese wird wiederum in Gl. (2.62) eingesetzt und liefert eine verbesserte Quellfunktion. Bei ausreichender Konvergenz wird der Algorithmus hier abgebrochen. Andernfalls muss die Quellfunktion wiederum in diskrete Ordinaten transformiert und damit ein neuer Iterationsschritt begonnen werden.

Im Gegensatz zu vielen 1-dimensionalen Verfahren wird zur Beschreibung der optischen Eigenschaften der Atmosphäre beim Lösungsalgorithmus SHDOM nicht von homogenen Schichten ausgegangen. Alle Strahlungseigenschaften sind an einem Punkt definiert. Zwischen den definierten Punkten werden diese Eigenschaften linear interpoliert. Die horizontale Diskretisierung erfolgt zunächst in konstanten Gitterweiten. Ist der optische Weg durch eine Gitterzelle  $\tau_s \ll 1$ , so liefert die Integration in Gl. (2.64) ein präzises Ergebnis. In optisch dicken oder sehr inhomogenen Medien ist es jedoch sinnvoll, die räumliche Auflösung zu erhöhen, was mit der adaptiven Gittermethode realisiert wird. Variiert das Produkt aus Quellfunktion und Extinktionskoeffizient in Gl. (2.64) innerhalb einer Gitterzelle mehr als ein zu definierendes Aufspaltungskriterium, so wird die Gitterzelle in zwei Zellen aufgespalten (entsprechend der Richtung in welcher das Kriterium überschritten wird). Dadurch können die stärker inhomogenen Gebiete, z.B. am Rand einer Wolke, mit einer höheren räumlichen Auflösung berechnet werden. Dies führt zu präziseren Lösungen.

SHDOM kann 1-, 2- oder 3-dimensional verwendet werden. Die seitlichen Randbedingungen, welche zur Lösung der Gl. (2.48) in 2- und 3-dimensionalen Medien notwendig sind, können im Strahlungstransportmodell SHDOM offen oder periodisch sein. Periodische Randbedingungen bedeuten, dass Strahlung, welche das Modellgebiet durch einen Rand verlässt, auf der gegenüberliegenden Seite wieder in das Modellgebiet eintritt. Sie bewirken, dass sich das Modellgebiet in alle horizontalen Richtungen unendlich oft reproduziert. Bei offenen Randbedingungen werden die vier Ecksäulen des Modellgebietes unabhängig vom restlichen Modellgebiet 1-dimensional berechnet. Die vier Seiten werden 2-dimensional gelöst. Offene Randbedingungen bedeuten also, dass die Eigenschaften der seitlichen Randzellen außerhalb des Modellgebietes homogen fortgesetzt werden.

## 2.3 Wolken

Da sich die hier vorgestellte Arbeit insbesondere mit den Effekten von durchbrochener Bewölkung auf die solare Einstrahlung am Boden beschäftigt, werden in diesem Kapitel einige Grundlagen zum Thema Wolken vorgestellt. Wolken lassen sich über verschiedene Faktoren in unterschiedliche Klassen einteilen. Das Kriterium zur Zuordnung kann das Aussehen, die Wolkenhöhe oder die Zusammensetzung der Wolke sein. Es wird beschrieben, wie Wolken entstehen und welchen Einfluss sie auf die solare Einstrahlung haben. Dabei soll besonders auf die physikalischen und optischen Eigenschaften der Stratus- und Cumuluswolken eingegangen werden, da diese Wolkentypen in Kapitel 3 mit Hilfe des Strahlungsmodells SHDOM untersucht werden.

### 2.3.1 Wolkentypen

Wolken werden für praktische Zwecke üblicherweise nach der Höhe und dem Aussehen unterschieden. Nach dem Aussehen unterscheidet man:

- Cumulus (haufenförmig)
- Stratus (schichtenförmig)
- Cirrus (schleierförmig)

Nach der Höhe der Basis unterscheidet man zwischen tiefen, mittelhohen und hohen Wolken. Bei Basishöhen über etwa 6 km handelt es sich um hohe Wolken, eine Kategorie die die Wolkenarten Cirrus (Ci), Cirrostratus (Cs) und Cirrocumulus (Cc) enthält. Die Gruppe der mittelhohen Wolken mit Basishöhen zwischen etwa 2 und 6 km besteht aus Altocumulus (Ac) und Altostratus (As). Stratus (St), Stratocumulus (Sc) und Nimbostratus (Ns) bilden die Gruppe der tiefen Wolken mit Basishöhen unter ca. 2 km. Cumulus (Cu) und Cumulonimbus (Cb) gehören ebenfalls zu den tiefen Wolken, sind aber zudem noch durch ihre große vertikale Ausdehnung charakterisiert, die über fast die gesamte Höhe der Troposphäre gehen kann. Insgesamt gibt es also zehn Wolkenarten oder -familien, die teilweise noch weitere Unterarten aufweisen (s. [5]). Diese heute gebräuchliche internationale Wolkenklassifikation geht auf den Engländer L. Howard (1772-1864) zurück.

Die in Kapitel 3 untersuchten Wolkenfelder bestehen aus Cumulus- und Stratocumuluswolken sowie zusätzlich aus einer konstruierten horizontal homogenen Bewölkungssituation. Cumulus- und Stratocumuluswolken gehören zu der Gruppe der tiefen Wolken. Als Haufen- oder Quellwolke weist die Cumulus eine glatte horizontale Untergrenze auf, die schattig und verhältnismäßig dunkel erscheint. Darüber wölbt sich in Form von Kuppeln und Hügeln der glänzend weiße Wolkenkörper, der sich isoliert und scharf begrenzt gegen den Himmel abhebt. Je nach Mächtigkeit der Wolkenkörper unterscheidet man drei Familienmitglieder:

- Cumulus humilis (lat. flach, niedrig) ist die kleinste Form der Quellwolken
- Cumulus mediocris (lat. gemäßigt) sind mittelgroße Quellwolken
- Cumulus congestus (lat. Anhäufung, Masse) ist der größte Vertreter dieser Familie

Cumulus congestus reicht mit seiner Kuppel bis weit in die Troposphäre und besteht aus Wasser und Eis. Bei seinem Erscheinen kann es kräftige Schauer geben. Die Stratocumulus erscheint zum einen geschichtet, andererseits durch Bodeneinflüsse wie Erwärmung oder turbulenten Wind in weißgraue Ballen oder Schollen gegliedert. Von den Cumuluswolken unterscheiden ihn unscharfe Ränder, unterschiedliche Formen und eine unregelmäßige Untergrenze. Die einzelnen Ballen oder Schollen dehnen sich horizontal größer aus als vertikal. Der Stratocumulus ist in unseren Breiten die wohl am häufigsten auftretende Form.

Die tiefen und mittelhohen Wolken bestehen aus flüssigen Wassertropfen und die Mie-Theorie, s. Kapitel 2.1.4, kann auf solche kugelförmigen Teilchen mit bekanntem Brechungsindex angewandt werden. Die Strahlungseigenschaften der Wolken hängen von der Größenverteilung der Teilchen und der Anzahl der Teilchen pro Einheitsvolumen ab. Wie bei Aerosolen stellt die Bestimmung der Größenverteilung von Wolkenteilchen kein einfaches Unterfangen dar und lässt insbesondere bzgl. der Genauigkeit Wünsche offen. Auch über den Wassergehalt von Wolken stehen in der Regel nur relativ wenig hochaufgelöste Messungen zur Verfügung. Hinzu kommt, dass die Anteile von flüssigem Wasser stark mit der Höhe und der Temperatur variieren. Hohe Wolken bestehen dagegen aus Eiskristallen mit stark unterschiedlichen geometrischen Formen, welche zufällig verteilt sind oder bezüglich einer bestimmten Richtung orientiert sind. Obwohl die Mie-Theorie auf Kristalle ausgeweitet werden kann, wird das Streuverhalten von Kristallen i.a. über die Gesetze der geometrischen Optik beschrieben.

### 2.3.2 Entstehung von Wolken

Voraussetzung für das Entstehen von Wolken, ist das Vorhandensein von Wasserdampf in der Atmosphäre. Bei einer Temperatur von 100° C siedet Wasser, d.h., dass durch die Wärmeenergiezufuhr Wasser vom flüssigen in den gasförmigen Zustand übergeht. Einen solchen Übergang von Wasser in Wasserdampf bei Temperaturen unterhalb des Siedepunktes, wie er in der Atmosphäre auftritt, bezeichnet man als Verdunstung. Dabei gilt, je höher die Temperatur ist und je mehr Wasser zur Verfügung steht, um so größer ist

die Verdunstung. Vorausgesetzt es steht genügend Wasser zur Verfügung, tritt die stärkste Verdunstung in den Tropen und Subtropen auf und nimmt zu den Polen hin rasch ab. Zum physikalischen Verständnis des Verdunstungsvorganges muss man die Anziehungskräfte zwischen den Molekülen betrachten. Sie sind im festen Zustand am größten, weniger groß im flüssigen und am geringsten im gasförmigen Zustand. Soll nun ein flüssiger Stoff verdampft werden, muss eine Arbeit gegen die zwischenmolekularen Kräfte geleistet werden. Man muss also Energie zuführen, damit die Moleküle am Siedepunkt das Wasser verlassen und in den Luftraum gelangen können. Bei der Verdunstung, also bei Temperaturen unterhalb des Siedepunktes, wird die erforderliche Energie aus dem Wärmevorrat des Wassers selbst genommen. Die Temperatur eines Stoffes lässt sich als die mittlere Bewegungsenergie seiner Moleküle verstehen. Nicht alle Moleküle haben jedoch die gleiche Geschwindigkeit. Die meisten entsprechen nach Maxwell dem Mittelwert, es gibt aber auch langsamere und schnellere, s. [11]. Die Bewegungsenergie der schnelleren reicht aus, um die Anziehungskräfte im Wasser zu überwinden und aus der Oberfläche auszutreten. Zurück bleiben die Moleküle mit der geringeren Bewegungsenergie. Durch Verdunstung geht also die Temperatur der Flüssigkeit zurück, wie man es z.B. nach sommerlichen Gewitterschauern beobachten kann.

Ein wichtiger Faktor und Indikator für die Wolkenbildung stellt die Luftfeuchtigkeit dar. Entspricht die in der Atmosphäre befindliche Wasserdampfmenge dem Maximalwert, so beträgt die relative Luftfeuchte 100 % und die Luft ist gesättigt. Sättigung bedeutet auf der molekularen Ebene, dass ein Gleichgewicht zwischen der Anzahl der Moleküle, die vom Wasser in die Luft übertreten, und der Zahl, die in der gleichen Zeit aus der Luft wieder in die Flüssigkeit eintauchen, besteht. Anders ausgedrückt bedeutet Wasserdampfsättigung Bildung von Wassertröpfchen, also Kondensation. Die Temperatur, bei der das geschieht, nennt man Taupunkt. Sättigung der Luft kann auf zwei Wegen erfolgen, zum einen durch Abkühlen, d.h., die Temperatur fällt zum Taupunkt hin ab oder zum anderen durch Anreichern der Luft mit Wasserdampf. Dadurch wird der Taupunkt zur nötigen Temperatur angehoben.

In absolut sauberer Luft tritt Kondensation in Form von Tröpfchenbildung erst bei einer relativen Feuchte von etwa 800 % auf. In der realen Atmosphäre werden derartige Übersättigungen jedoch nicht beobachtet. Dort gemessene Maximalwerte liegen bei 100 % oder nur wenige Prozente darüber. Die Ursache liegt im Vorhandensein von sogenannten Kondensationskernen, s. [11].

Die Atmosphäre enthält eine Vielzahl von festen, flüssigen und gasförmigen Luftbeimengungen. Dies sind durch Turbulenzen in die Atmosphäre getragene Staubpartikel, Salzteilchen aus der Meeresoberfläche, anthropogen verursachte Partikel durch Industrie, Kraftwerke, etc. Diese Aerosole sind vielfältig in ihren Erscheinungsformen und Eigenschaften und Gegenstand aktueller Forschung (s. [12]). Die hygroskopischen Aerosole, also die Partikel, die die Fähigkeit zur Wasseranlagerung haben, bilden die Basis der atmosphärischen Kondensation und man bezeichnet sie als Kondensationskerne. Andere Partikel, die nicht hygroskopisch sind, können es werden, indem sie sich mit flüssigen oder auch gasförmigen Luftbeimengungen überziehen. Dadurch steht eine große Anzahl von Kondensationskernen zur Bildung von Wassertröpfchen zur Verfügung. So enthält die Luft über den Ozeanen und saubere Gebirgsluft bis zu 1.000 Kerne pro  $cm^3$  während es in Großstädten bis zu 100.000 pro  $cm^3$  sein können.

Der wichtigste Kondensationsvorgang ist die Wolkenbildung, wofür vorausgesetzt wird, dass Wasserdampf und Kondensationskerne vorhanden sind, sowie eine Abkühlung der Luft, durch die der Rückgang des Sättigungsdampfdrucks und damit die Erhöhung der relativen Feuchte hervorgerufen wird. Der entscheidende Abkühlungsvorgang für die Wolkenbildung ist die adiabatische Temperaturerniedrigung beim Aufsteigen der Luft. Das Aufsteigen von Luft kann zum einen thermisch verursacht sein, also durch die von horizontalen Temperaturunterschieden ausgelöste, zellenartige Konvektion, die entsprechend zu Konvektionswolken führt. Zum anderen kommt es in der Atmosphäre zum dynamischen Aufsteigen infolge des Zusammenströmens der Luft (z.B. am Gebirge). Die Luft kühlt sich beim Aufsteigen um ca. 1 K/100 m ab. Hat sich die Luft soweit abgekühlt, dass die Luft wasserdampfgesättigt ist, beginnt bei weiterer Hebung und damit Abkühlung die Kondensation, d.h. Wasserdampfmoleküle lagern sich an die Kondensationskerne an und überziehen diese mit einer Wasserhaut.

Bei einfacher Kondensation hören die Wolkenröpfchen i.d.R. zwischen 20 und 100  $\mu m$  auf zu wachsen. Nur unter günstigen Bedingungen können durch Kondensation auch Sprühregentropfen entstehen mit einem mittleren Durchmesser zwischen 0,1 und 0,5 mm. Durch Kondensation allein können sich also die Regentropfen mit einer mittleren Größe zwischen 0,5 und 5 mm außer in den tropischen Regionen

nicht bilden. Für die Bildung von großtropfigen Regen sind hochaufragende Wolken mit Eiskristallen notwendig, s. [11].

### 2.3.3 Wolken und Strahlung

Der Einfluss von Wolken auf die Strahlung hängt nicht nur von der Menge der Wolken ab, sondern auch von ihrer Höhe, Dicke, horizontalen Ausdehnung, Temperatur, Strahlungseigenschaften, Wassergehalt, Teilchenphase und -form (flüssige kugelförmige Tröpfchen oder Eiskristalle), der Größenverteilung, Verunreinigungen und der Umgebung (Oberfläche, klare Luft unter und über der Wolke).

Abhängig von Randbedingungen wie z.B. der Tageszeit haben die verschiedenen Wolkenarten teilweise unterschiedliche Einflüsse auf den Temperaturhaushalt der Erdatmosphäre. Tagsüber haben die meisten Wolken einen kühlenden Effekt, das bedeutet die einfallende Strahlung wird je nach Wolkenart und Dicke unterschiedlich stark reflektiert und kann damit die Erdoberfläche nicht erwärmen. Dagegen wirken die Wolken Nachts einer Abkühlung eher entgegen. Die hohen und kalten Cirruswolken haben einen deutlich anderen Einfluss auf den Strahlungshaushalt als die tiefen und mittelhohen Wolken. Ihr Effekt ist im langwelligen Bereich größer und da ihre optische Tiefe geringer ist, ist der Einfluss im kurzwelligen Bereich kleiner. Daher könnten Cirruswolken die Erdatmosphäre i.Allg. erwärmen, s. [3].

Im Folgenden soll auf unterschiedliche physikalische Phänomene sowie die Parametrisierung der Strahlungseigenschaften von warmen Wolken, die aus flüssigem Wasser bestehen, eingegangen werden.

#### (Mikro-) Physikalische Eigenschaften von Stratus- und Cumulus-Wolken

Über einen Zeitraum von über 20 Jahren wurden ausgedehnte Forschungsarbeiten zur Bestimmung der Tropfengrößenverteilung und des Flüssigwassergehaltes (engl. liquid water content, LWC) durchgeführt, s. [5]. Dabei wurde festgestellt, dass beide Werte mit der Höhe variieren, was insbesondere für die Cumulus-Congestus gültig ist. Die untersuchten Cumuluswolken decken einen Höhenbereich von ca. 200 m bis 2.300 m ab. Die Durchschnittsspektren der Tropfendurchmesser zeigen Maxima bei Durchschnitten von etwa  $8 \mu\text{m}$ . In manchen Fällen wurde auch ein zweites Maximum bei einem Durchmesser von ca.  $15 \mu\text{m}$  gefunden. Für stratusförmige Wolken scheint zu gelten, dass mit der Dicke der Wolkenschicht auch die Breite des durchschnittlichen Tropfenspektrums zunimmt.

Wolkentropfenspektren werden durch eine Funktion  $n(r)$  charakterisiert, mit der Einheit Anzahl pro Volumen und pro Radius  $r$ . Damit repräsentiert  $n(r)dr$  die Anzahl von Tropfen pro Einheitsvolumen mit Radien zwischen  $r$  und  $r + dr$ . Die Tropfengrößenverteilung variiert im Allgemeinen mit der Position innerhalb einer Wolke und mit der Zeit an einer bestimmten Stelle. Eine Zusammenfassung repräsentativer durchschnittlicher Tropfengrößenverteilungen für verschiedene Wolkentypen ist in Tabelle 2.3 zu sehen.  $N$  gibt die Tropfenkonzentration an und  $\Delta r$  ist der gesamte auftauchende Radienbereich. Die Tropfenkonzentration ist definiert als

$$N = \int_{\Delta r} n(r) dr. \quad (2.65)$$

Der Flüssigwassergehalt (LWC) steht in Beziehung zur Tropfengrößenverteilung über

$$LWC = \frac{4\pi}{3} \rho_w \int r^3 n(r) dr, \quad (2.66)$$

$\rho_w$  steht für die Dichte des flüssigen Wassers.

Abbildung 2.4 zeigt die Tropfengrößenverteilungen für Wolkentypen entsprechend Tabelle 2.3. Das linke Bild zeigt Größenverteilungen für tiefe stratusartige Wolken. Derartige Wolken bestehen über Land aus Tropfen mit größerem Radius und besitzen einen größeren LWC als entsprechende Wolken über dem Meer. Die rechte Grafik zeigt die sich deutlich unterscheidenden Größenverteilungen für Cumuluswolken. Die Schönwetter-Cumuluswolken haben eine schmale Größenverteilungsfunktion mit einem maximalen Radius bei ca.  $20 \mu\text{m}$ . Dagegen besitzt die Cumulus-Congestus einen doppelt so großen maximalen Radius bei etwa  $40 \mu\text{m}$ . Die Cumulonimbus besitzt eine breitere Tropfengrößenverteilung, die sich bis zu Radien von  $70 \mu\text{m}$  ausdehnt. Die Tropfenkonzentration ist mit etwa  $72 \text{cm}^{-3}$  für die Cumulonimbus sehr gering. Für die Berechnung von Streuung und Absorption von Wolken benötigt man einen mathematischen Ausdruck,

	Cloud Type	Investigator	$N$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$r_m$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta r$ ( $\mu\text{m}$ )	LWC ( $\text{g m}^{-3}$ )
Low clouds	St I (ocean)	Neiburger	464	3.5	0–16	0.24
	St II (land)	Diem	260	4.5	0–20	0.44
	Sc	Diem	350	4.0	0–12	0.09
	Ns	Diem	330	4.0	0–20	0.40
Middle clouds	As	Diem	450	4.5	0–13	0.41
	Ac	aufm Kampe and Weickmann	—	5.0	0–12	—
Cumulus	Cu (fair weather)	Battan and Reitan	293	4.0	0–20	0.33
	Cu (congestus)	Durbin	207	3.5	0–40	0.66
	Cb	Weickmann and aufm Kampe	72	5.0	0–70	2.50

Abbildung 2.3: *Eigenschaften der Tropfengrößenverteilung für verschiedene Wolkenarten; entnommen aus [5] S. 187.*

der die Größenverteilungsfunktion von Wolkentropfen beschreibt. Neben anderen Vorschlägen hat sich der folgende Ausdruck bewährt:

$$n(r) = N \frac{6^6}{5!} \frac{1}{r_m} \left( \frac{r}{r_m} \right)^6 \exp \left( -6 \frac{r}{r_m} \right). \quad (2.67)$$

Die Größe  $r_m$  ist der Radius, der zum Peak der  $n(r)dr$ -Kurve gehört. Das Wolkenmodell mit  $r_m = 4 \mu\text{m}$  stimmt gut mit der beobachteten Größenverteilung für Schönwetter-Cumuluswolken überein. Über eine Linearkombination von zwei Verteilungsfunktionen kann auch eine Größenverteilung modelliert werden, in denen zwei Maxima bzgl.  $r_m$  auftauchen. So stimmt zum Beispiel die zusammengesetzte Verteilungsfunktion mit den Radien  $r_m = 4 \mu\text{m}$  und  $r_m = 7 \mu\text{m}$  mit der beobachteten Funktion für Cumulus-Congestus überein.

Die Abbildung 2.5 zeigt die Absorption und Reflexion von solarer Strahlung als Funktion des Kosinus des solaren Zenitwinkels für eine Anzahl verschiedener Wolkentypen. Die zugehörigen Tropfengrößenverteilung sind teilweise in Abbildung 2.4 dargestellt. Wegen der extrem großen optischen Dicken reflektieren Ns und Cb ca. 80-90 %. Die Unterschiede zwischen diesen beiden Wolkentypen in der Reflektivität ist vernachlässigbar. Die Absorption innerhalb dieser beiden Wolkentypen liegt nach [5] bei etwa 20 %, wenn die Sonne senkrecht steht ( $\cos(\theta) = \mu_0 = 1$ ). Die Absorption durch Wolken basiert auf der Absorption der Strahlung durch Wasserdampf und Wolkenteilchen im nahen Infrarotbereich. Obwohl die geometrische Dicke von Cumuluswolken nur etwa 0.5 km beträgt, werden Reflektionswerte von 68-85 % erreicht. Etwa 9 % der solaren Einstrahlung wird von der Wolke absorbiert, wenn die Sonne senkrecht steht. Die Reflektivitäts- und Absorptionswerte für Stratuswolken mit einer geometrischen Dicke von etwa 0.1 km liegt im Bereich von 45-72 % bzw. von 1-6 %. Altostratus reflektiert 57-77 % der solaren Einstrahlung und die Absorption liegen zwischen 8 % und 15 %, welche damit größer sind als die bei Cu und St. Dies liegt an der höheren Position der As in der Atmosphäre. Dies zeigt, dass die Position der Wolke in der Atmosphäre wichtig für die Bestimmung der Absorption ist. Variationen in der durch Wolken bedingten Absorption hängen von der Position, der Dicke und der Teilchengrößenverteilung ab. Die Reflektivität von Wolken wird durch die effektive optische Dicke, dem Extinktionskoeffizienten für die Wolkenteilchen und dem solaren Zenitwinkel bestimmt.

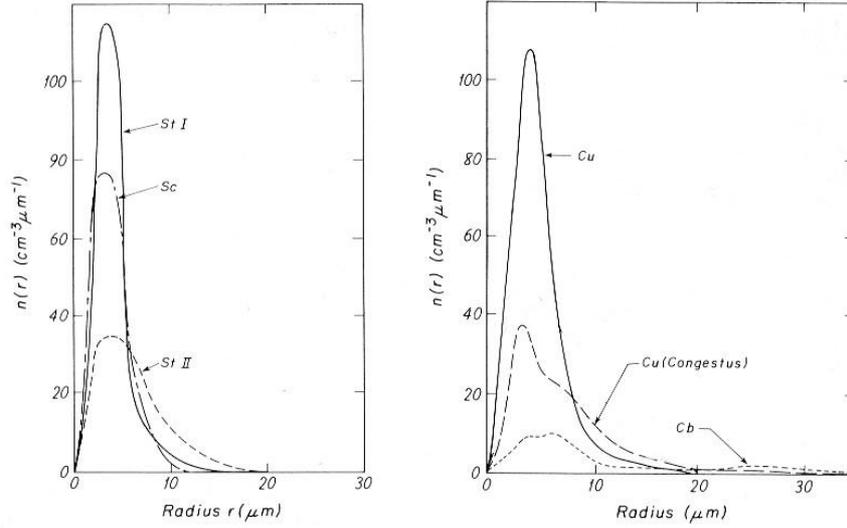


Abbildung 2.4: Linkes Bild: Tropfengrößenverteilungsfunktion für Stratocumulus (Sc), Stratus über Land (St 2) und Stratus über dem Meer (St 1). Rechtes Bild: Verteilungsfunktionen für Schönwetter-Cumulus (Cu), Cumulus-Congestus und Cumulonimbus (Cb); entnommen aus [5] S. 187,189.

### Parametrisierung der Strahlungseigenschaften von Wolken

Unter der Annahme, dass die Wolkentropfen kugelförmig sind, kann man die optischen Eigenschaften theoretisch berechnen. Die wichtigsten Ergebnisse sind die Streu- und Absorptionsquerschnitte sowie der Asymmetriefaktor für die einzelnen Wolkentropfen. Mit Hilfe dieser Größen können die wichtigsten optischen Eigenschaften durch die Integration über die Größenverteilung der Wolkentropfen berechnet werden. Jedoch ist gerade die Größenverteilungsfunktion normalerweise nicht bekannt. Zudem sind derartige Computerberechnungen sehr zeitintensiv und daher für mesoskalige Modelle ungeeignet. Es hat sich aber herausgestellt, dass eine akkurate Parametrisierung der Strahlungseigenschaften von Wolken mit Hilfe des effektiven Radiuses und des Flüssigwassergehaltes der Wolkentropfen möglich ist. So werden Wolken im Strahlungstransfermodell SHDOM gerade über diese zwei Parameter charakterisiert. Dabei wird ein Wertepaar pro Gitterpunkt angegeben, s. a. Kapitel 3. Der effektive Radius ist definiert als

$$r_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} n(r)r^3 dr}{\int_0^{\infty} n(r)r^2 dr}, \quad (2.68)$$

wobei  $n(r)$  die Tropfengrößenverteilung ist. Der Zähler ist proportional zum Flüssigwassergehalt (LWC). Über den Flüssigwassergehalt lässt sich nun der gesamte Flüssigkeitsgehalt (engl. liquid water path, LWP) bezogen auf eine Wolke der Dicke  $\Delta z$  bestimmen

$$LWP = \Delta z \cdot LWC. \quad (2.69)$$

Darüber hinaus gilt für den Bereich der sichtbaren Wellenlängen, dass man den effektiven Radius mit dem LWP und der optischen Dicke  $\tau$  in Verbindung bringen kann, s. [5],

$$r_{eff} \approx \frac{3}{2} \frac{LWP}{\tau}. \quad (2.70)$$

Abbildung 2.6 zeigt die breitbandige Reflektivität und Absorption von Wasserwolken als eine Funktion des LWP und des effektiven Radiuses für einen solaren Zenitwinkel von  $60^\circ$ . Die reflektierte Strahlung

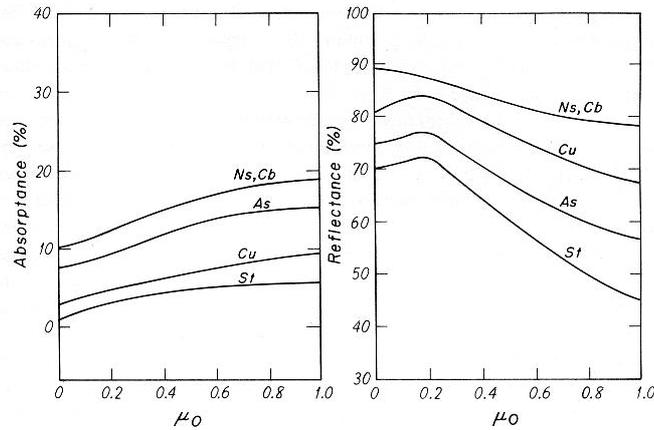


Abbildung 2.5: Absorption und Reflektivität für fünf verschiedene Wolkenarten als eine Funktion des Kosinus des Zenitwinkels  $\mu_0$ ; entnommen aus [5] S. 299.

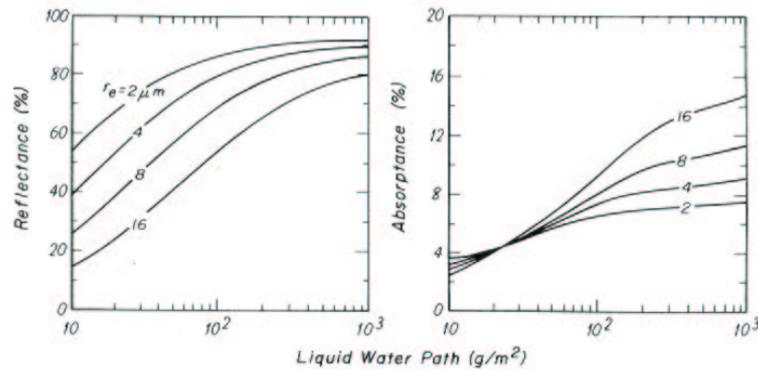


Abbildung 2.6: Solare Reflektivität und Absorption für Wasserwolken in Prozent bei einem solarem Zenitwinkel von  $60^\circ$  als eine Funktion des LWP und verschiedener effektiver Radien; entnommen aus [5] S. 308.

hängt deutlich vom effektiven Radius ab. Für einen LWP von etwa  $100 \text{ g m}^{-2}$  ist die Reflektivität von Wassertropfen mit kleinem effektivem Radius von  $2 \mu\text{m}$  um etwa einen Faktor 2 größer als die für  $16 \mu\text{m}$ . Die Absorption durch solche Wolken hängt für LWP's unter  $\sim 100 \text{ g m}^{-2}$  weniger stark vom effektiven Radius ab. Für einen gegebenen LWP reflektieren größere Tropfen weniger, absorbieren aber dafür mehr als kleinere Tropfen. Dies entspricht der Tatsache, dass größere Tropfen eine kleinere Querschnittsfläche bzgl. der Reflexion haben als kleinere Tropfen und auch die Einfach-Streualbedo kleiner ist als bei kleineren Tropfen. Damit wird verständlich, welchen Einfluss die Parameter effektiver Radius und der Flüssigwassergehalt auf die solare Einstrahlung haben, und wieso sie geeignet sind, um im Modell die Größenverteilung zu parametrisieren.

Auf eine Beschreibung der physikalischen und optischen Eigenschaften von Eiswolken wird hier verzichtet, siehe dazu [5].

## 2.4 Das Heliosat-Verfahren

Das Heliosat-Verfahren ist eine Methode, mit der aus Satellitendaten die globale Einstrahlung am Boden bestimmt werden kann. Dazu wird die von der Erde und der Atmosphäre zurückgestreute und reflektierte Strahlung gemessen. Diese Strahlung ist im sichtbaren Spektralbereich proportional zur atmosphärischen Reflexion und es wird die Annahme gemacht, dass diese isotrop ist. Über die Isotropie wird vorausgesetzt, dass Heterogenitäten in der Atmosphäre keinen Einfluss auf die reflektierte Strahlung haben. Die Zulässigkeit dieser Annahme wird in Kapitel 3 genauer untersucht. Die Reflexion ist abhängig vom Bewölkungsgrad. Daher kann aus der am Satelliten gemessenen Strahlung ein Maß für die vorhandene Bewölkung abgeleitet werden. Mit Hilfe dieser Größe kann auf die Transmissionseigenschaften und damit auf die sich ergebende Globalstrahlung geschlossen werden.

Die Prinzipien, auf denen dieses Verfahren basiert, wurden bereits in einer Vielzahl von anderen Arbeiten detailliert vorgestellt. Daher werden hier nur die wichtigsten Größen kurz eingeführt und ansonsten auf die Literatur verwiesen, s. [14], [15].

In einem ersten Schritt wird aus dem Radiometer-Signal  $C$  des im sichtbaren Spektralbereiches arbeitenden Messinstrumentes die Reflektivität  $\rho$  bestimmt. Die Größe  $\rho$  wird in der Einheit von Counts angegeben,

$$\rho = \frac{C - C_0}{f \cos(\theta)}. \quad (2.71)$$

Dabei ist  $C_0$  der Offset des Satelliteninstrumentes,  $f$  ein Korrekturfaktor für die Abweichung vom mittleren Abstand Erde-Sonne und  $\theta$  der Sonnenzenitwinkel. Ist die Reflektivität für ein vollständig bewölktes Pixel  $\rho_{max}$  und die Reflektivität des Erdbodens für den unbewölkten Fall  $\rho_{min}$  bekannt, lässt sich der Cloudindex  $n$  als ein Maß für die Bewölkung berechnen,

$$n = \frac{\rho - \rho_{min}}{\rho_{max} - \rho_{min}}. \quad (2.72)$$

Wenn das Maximum und Minimum der normierten Rückstreuung eines Pixels als Referenzwerte angenommen werden, nimmt der Cloudindex Werte zwischen 0 und 1 an. Die Bodenreflektivität  $\rho_{min}$  wird durch die Wahl der niedrigsten Reflektivität im Verlaufe eines Monats bestimmt. Die Größe  $\rho_{max}$  wurde empirisch über die maximalen Satelliten-Counts bei bewölkter Atmosphäre z.B. für Meteosat 7 mit 180 Counts bestimmt.

Als nächstes wird über den Cloudindex die Transmission der Atmosphäre berechnet. Das Maß für die Transmission ist der Clearskyindex  $k^*$ . Er ist definiert als Quotient aus am Boden bestimmter Globalstrahlung  $G$  und der Globalstrahlung bei klarem Himmel  $G_{clear}$ ,

$$k^* = \frac{G}{G_{clear}}. \quad (2.73)$$

Der Cloudindex und der Clearskyindex sind über die  $n$ - $k^*$ -Relation miteinander korreliert. Für einen großen Bereich des Cloudindexes gilt näherungsweise  $k^* = 1 - n$  mit Modifikationen für  $n \rightarrow 0$  und  $n \rightarrow 1$ :

$$\begin{aligned} n < -0.2 & \quad k^* = 1.2 \\ -0.2 \leq n < 0.8 & \quad k^* = 1 - n \\ 0.8 \leq n < 1.1 & \quad k^* = 2.0667 - 3.6667 \cdot n + 1.6667 \cdot n^2 \\ 1.1 < n & \quad k^* = 0.05 \end{aligned} \quad (2.74)$$

Die Globalstrahlung  $G_{clear}$  setzt sich aus der Direktstrahlung  $G_{dir,clear}$  und der Diffusstrahlung  $G_{diff,clear}$  bei klarem Himmel zusammen über

$$G_{clear} = G_{diff,clear} + \cos(\theta) \cdot G_{dir,clear}. \quad (2.75)$$

Für die Berechnung der Direktstrahlung wird das Modell von Page (1996) und für die Diffusstrahlung das Modell von Dumortier (1995) genutzt, s. [15]. Damit lässt sich mit Hilfe von Gleichung 2.73 die Globalstrahlung aus den Satellitendaten berechnen.

### 3 Modellrechnungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Rechnungen, die mittels des 3D-Strahlungstransfermodells SHDOM angefertigt wurden, vorgestellt. Die grundlegenden theoretischen Grundlagen dieses Modells wurden in Kapitel 2.2.1 erläutert. Die Modellrechnungen sollen zum einen zum Verständnis und der Veranschaulichung der physikalischen Vorgänge in der Atmosphäre bei heterogenen Bewölkungszuständen dienen. Zum anderen sollen sie auch zu Ansätzen für eine Verbesserung des derzeitigen Heliosat-Verfahrens bei durchbrochener Bewölkung führen.

Zur Zeit stehen für die Berechnungen mit Modellen nur wenige Datensätze mit realistischen 3D-Wolkenparametern zur Verfügung. Zum einen liegt dies daran, dass es mit einem erheblichen Aufwand verbunden ist, die charakteristischen Größen einer dreidimensional ausgedehnten Wolkensituation, z.B. durch den Einsatz entsprechend ausgerüsteter Flugzeuge, zu vermessen. Zum anderen ist dieses Forschungsgebiet noch relativ jung. So befinden sich viele Modelle, mit denen man realistische Wolkensituationen modellieren kann, noch in der Entwicklung. Für die Herleitung von ersten Ideen und Ansätzen für eine Verbesserung des Heliosat-Verfahrens und um einen prinzipiellen Eindruck von den Effekten heterogener Bewölkung zu bekommen, reicht es jedoch aus, Modellrechnungen für einzelne Wolkensituationen durchzuführen. Für die Berechnungen mit SHDOM wurden drei Bewölkungstypen verwendet. Dabei handelt es sich um eine Cumulus- und eine Stratocumulus-Situation sowie um einen horizontal durchgehend homogenen Bewölkungsfall. In diesen Fällen sind für ein dreidimensionales Gitter Werte für den Flüssigwassergehalt (liquid water content, LWC) und der effektiven Radiengröße der Tröpfchen angegeben. Wie die Ausführungen in Kapitel 2.3.3 auf Seite 24 zeigten, sind diese beiden Größen für eine Charakterisierung der Wolkeneigenschaften ausreichend. Die Werte für die ersten beiden Wolkensituationen sind mittels „Large Eddy“-Simulationen berechnet worden und fanden im Rahmen des Projektes „Intercomparison of 3D Radiation Codes“ Verwendung, s. [16].

Das Cumulus-Gitter hat eine Ausdehnung von 100x100 Gitterpunkten in x- und y-Richtung. Die einzelnen Punkte sind jeweils 0.0667 km voneinander entfernt, d.h. die Gesamtfläche beträgt  $6.67 \cdot 6.67 \cong 44.5 \text{ km}^2$ . Die unterste Ebene befindet sich in einer Höhe von 1.02 km, darüber sind 36 weitere Gitterebenen die jeweils einen Abstand von 0.04 km haben, so dass die oberste Ebene in einer Höhe von 2.42 km liegt.

Das Gitterfeld für die Stratocumulus-Situation ist deutlich kleiner. In x- und y-Richtung befinden sich jeweils 64 Gitterpunkte in einem Abstand von 0.055 km, so dass sich eine Gesamtfläche von  $3.52 \cdot 3.52 \cong 12.4 \text{ km}^2$  ergibt. Zudem liegt dieser Wolkentyp deutlich tiefer als die Cumuluswolken. Die unterste Höheebene befindet sich auf 0.412 km, darüber liegen hier lediglich 16 weitere Ebenen, die leicht unterschiedliche Abstände zwischen 0.025 und 0.028 km zueinander haben. Die oberste Ebene liegt bei 0.787 km. Die genannten Höhen stimmen mit den Angaben für derartige Wolkentypen aus Kapitel 2.3.1 überein.

Um noch eine zusätzliche Wolkensituation mit einem höheren Bewölkungsgrad zu gewinnen, wurde eine Situation mit homogener Bewölkung konstruiert. Aus der Cumulus-Situation wurde die Wolkensäule ermittelt, über der die nach oben reflektierte Strahlung am größten ist. Die Wertepaare für den LWC und den effektiven Radius für diese Wolkensäule wurde genutzt, um eine homogene Wolke zu konstruieren. In dieser sind die Wertepaare für jeden Gitterpunkt auf einer Höheebene identisch. Von einer Höheebene zur nächsten unterscheiden sie sich jedoch. Damit handelt es sich um eine horizontal homogene Wolkensituation.

Hauptziel der Modellrechnungen soll ein Vergleich zwischen der von SHDOM berechneten Einstrahlung am Boden mit der über dem Heliosat-Verfahren berechneten Einstrahlung sein. Auf diesem Wege sollen durch 3D-Wolken bedingte Fehler modelliert werden, um darüber Ansätze und Ideen für eine mögliche Korrektur des Heliosat-Verfahrens zu entwickeln. Diese Ansätze sollen dann über eine empirische Studie evaluiert und validiert werden.

Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, benutzt das Heliosat-Verfahren Satellitendaten, um die Einstrahlung am Boden zu berechnen. Dazu wird die von den Wolken reflektierte und am Satelliten gemessene Strahlung  $\rho$  als isotrop angenommen. Zur Zeit werden noch die Daten des Wettersatelliten Meteosat verwendet. Die räumliche Auflösung von Meteosat über Europa liegt bei etwa 3x4 km. Das Heliosat-Verfahren liefert also Globalstrahlungsdaten in Form eines Flächenmittels für ein hier  $12 \text{ km}^2$  großes Gebiet. Um diese Flächenmittelung in den Modellrechnungen zu berücksichtigen und eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurden die für das gesamte Wolkenfeld modellierten Ergebnisse über einen  $12 \text{ km}^2$  Ausschnitt gemittelt.

Abbildung 3.1 zeigt eine Konturdarstellung der nach oben reflektierten Radianz für die Cumulus- und Stratocumulus-Situation bei einer Wellenlänge von  $0.67 \mu\text{m}$ . Die Sonne steht im Zenit und der Betrachter schaut ebenfalls direkt von oben (Zenit- und Azimutwinkel =  $0^\circ$ ). Die oberen Grafiken zeigen die jeweils insgesamt zur Verfügung stehenden Wolkenfelder, die unteren Grafiken dagegen den für die Mittelung ausgewählten  $12 \text{ km}^2$  großen Ausschnitt. Anhand der Konturen bekommt man einen Eindruck für die räumlichen Strukturen der Wolkensituationen, und man kann anhand der Achsenbeschriftung erkennen, dass die ursprüngliche Cumulus-Situation deutlich größer ist als die Stratocumulus-Situation.

Die modellierten Ergebnisse sind flächengemittelte Radianzen und Strahlungsflüsse. Im Heliosat-Verfahren

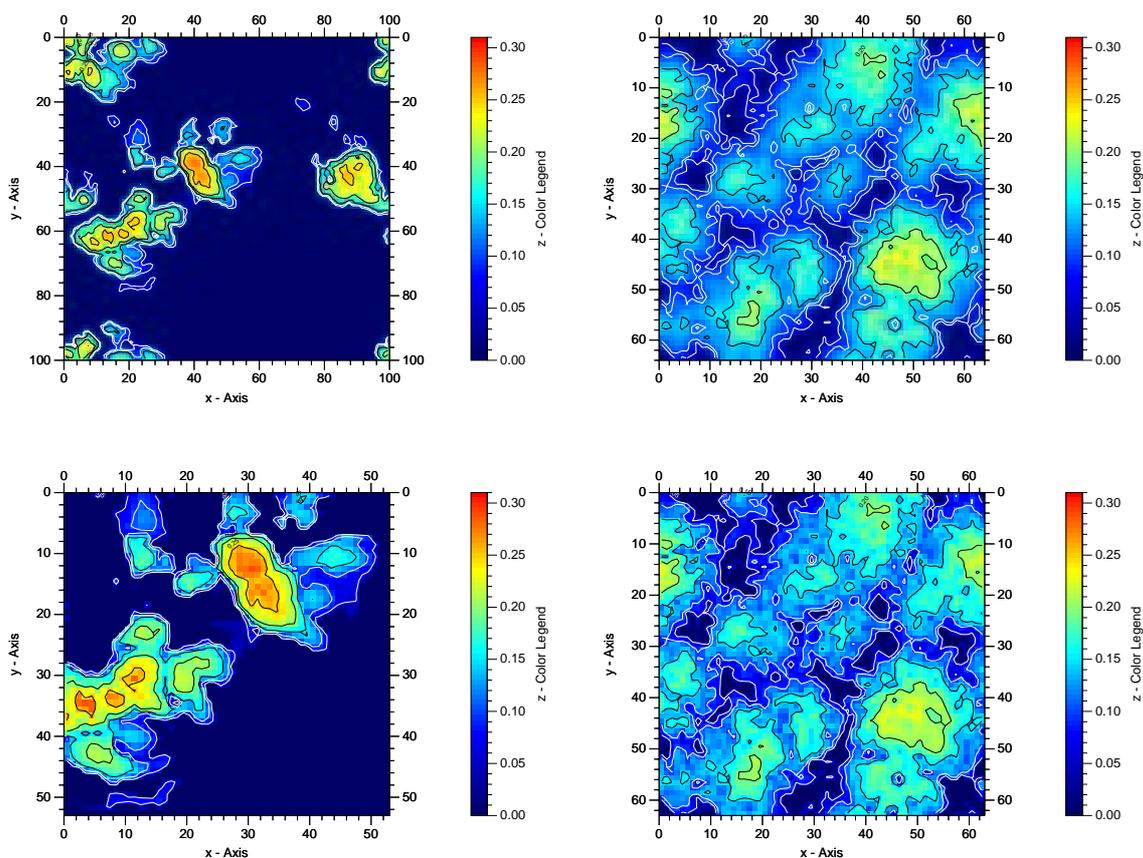


Abbildung 3.1: Konturdarstellung der nach oben reflektierten Radianz für eine Wellenlänge von  $0.67 \mu\text{m}$  in  $W/(m^2 \mu\text{m str})$ . Sonnenzenit- und Azimutwinkel genauso wie Zenit- und Azimutwinkel des Betrachters betragen jeweils  $0^\circ$ . Links: Cumulus, wobei die Fläche oben  $44.5 \text{ km}^2$  und für den unteren Ausschnitt  $12 \text{ km}^2$  beträgt. Rechts: Stratocumulus, die Fläche oben beträgt  $12.4 \text{ km}^2$  und unten wieder  $12 \text{ km}^2$ .

wird zur Berechnung des Cloudindex  $n$  die Größe  $\rho_{max}$  benötigt. Diese wird rein statistisch gefunden und liegt z.B. für Meteosat-7 bei 180 Counts. Da für die Modellrechnungen nur drei Wolkensituationen vorliegen, kann  $\rho_{max}$  über SHDOM nicht statistisch bestimmt werden. Es gibt die Möglichkeit der Umrechnung von gemessenen Counts in Radianzen der Dimension  $W/(m^2 \text{ str})$ , s. [17]. In dieser Arbeit wird jedoch mit spektralaufgelösten Größen gearbeitet. Eine Anpassung der bestehenden Umrechnungsformel wäre relativ aufwendig und würde zu keinen Veränderungen in den Ergebnissen und Schlussfolgerungen dieser Arbeit führen. Daher müssen sowohl die Größe  $\rho_{max}$  als auch  $\rho_{min}$  in der Einheit  $W/(m^2 \mu\text{m str})$  spektralaufgelöst neu bestimmt werden. Die Größe  $\rho_{min}$  beschreibt im Heliosat-Verfahren die Bodenalbido. Da mit diesen Untersuchungen vor allem der Effekt von durchbrochener Bewölkung untersucht werden soll, wurde die Bodenalbido in allen Fällen auf Null gesetzt und zudem eine aerosolfreie Atmosphäre

verwendet. Um die Rayleigh-Streuung zu bestimmen, wurden die Gitterfelder von allen Wolkenteilchen befreit, also sämtliche Einträge für den LWC und den effektiven Radius entfernt, um so eine klare Atmosphäre zu erhalten. Es war zu erwarten, dass die Größenordnung der Rayleigh-Streuung relativ klein sein sollte, s. Kapitel 2.1.5.

Mit Hilfe der drei vorgestellten Wolkensituationen konnte eine erste Studie an den Größen  $\rho_{max}$ ,  $\rho$  und der Rayleigh-Streuung durchgeführt werden.

### 3.1 Modellstudien an $\rho_{max}$ , $\rho$ und der Rayleigh-Streuung

Die Größe  $\rho_{max}$  ist ein für das Heliosat-Verfahren rein statistisch gefundener Wert, s. Kapitel 2.4. Für den direkten Vergleich zwischen der modellierten Einstrahlung  $G_{SHDOM}$  und der über das Heliosat-Verfahren bestimmten Einstrahlung  $G_{Heliosat}$  ist es nötig, einen entsprechenden Wert in  $W/(m^2 \mu m str)$  zu bestimmen. Es stehen dazu aber nur drei spezielle Wolkensituationen zur Verfügung, womit es nicht möglich ist, die gesuchte Größe über ein statistisches Verfahren zu ermitteln. Allerdings kann  $\rho_{max_i}$  für die drei Wolkensituationen direkt berechnet werden. Da im Heliosat-Verfahren  $\rho_{max}$  als konstant angenommen wird, sind Unterschiede im berechneten  $\rho_{max_i}$  gleichbedeutend mit Differenzen zwischen der modellierten Einstrahlung und der über das Heliosat-Verfahren bestimmten. Wäre dagegen die Größe  $\rho_{max_i}$  konstant, würde  $G_{SHDOM}$  mit  $G_{Heliosat}$  übereinstimmen. Das würde auch bedeuten, dass  $\rho_{max_i}$  vom Standort des Betrachters unabhängig ist. Dies ist aufgrund der Definition von  $\rho_{max}$  im Heliosat-Verfahren zu erwarten.

Zur Berechnung von  $\rho_{max_i}$  nimmt man die Ergebnisse vom Strahlungstransfermodell SHDOM, welches die diffusen Strahlungsflüsse an jedem Gitterpunkt für die oberste und unterste Gitterebene sowie die Direktstrahlung für jeden Punkt der untersten Ebene berechnet. Die Einstrahlung am Boden ergibt sich als Summe für die diffuse und direkte Strahlung an der untersten Gitterebene. Um ein dem Heliosat-Verfahren entsprechendes Flächenmittel zu erhalten, werden die Einstrahlungswerte für einen  $12 km^2$  Ausschnitt gemittelt. Der Rechenweg zur Bestimmung von  $\rho_{max_i}$  orientiert sich an dem des Heliosat-Verfahrens entsprechend Kapitel 2.4.

$$G_{SHDOM} = G_{Heliosat}. \quad (3.1)$$

Damit lässt sich der Clearskyindex  $k^*$  berechnen, wenn man  $G_{clear}$  für eine wolkenlose Situation analog ermittelt:

$$k^* = \frac{G_{SHDOM}}{G_{clear}}. \quad (3.2)$$

Über den Clearskyindex kann nun auch der Cloudindex  $n$  nach Gleichung 2.74 bestimmt werden. Die Größe  $\rho_{min}$  wird auf Null gesetzt, da die Bodenalbido vernachlässigt werden soll. Damit kann nun  $\rho_{max_i}$  mit Hilfe der nach oben reflektierten Radianz  $\rho$  berechnet werden. Die Gleichung zur Bestimmung von  $\rho_{max_i}$  lautet dann,

$$\rho_{max_i} = \frac{\rho}{n}. \quad (3.3)$$

Die Radianz  $\rho$  wird ebenfalls von SHDOM für die verschiedenen Wolkensituationen direkt berechnet und muss nur noch für den betrachteten Ausschnitt gemittelt werden. Dabei wird die Annahme gemacht, dass diese Werte mit denen am Rand der Atmosphäre übereinstimmen. Die Rayleigh-Streuung wird direkt für jeden Gitterpunkt im Fall einer klaren Atmosphäre angegeben und muss ebenfalls für den gewählten Ausschnitt gemittelt werden.

Hier sei noch einmal deutlich darauf hingewiesen, dass das auf diese Weise ermittelte  $\rho_{max_i}$  nicht mit dem vom Heliosat-Verfahren verwendete  $\rho_{max}$  identisch ist. Die dort verwendete rein statistische Größe ergibt sich als 90 % Perzentil aller gemessenen Counts. Dies bedeutet, dass  $\rho_{max}$  so gewählt wird, dass 90 % aller am Satelliten gemessenen Werte unter  $\rho_{max}$  liegen. Die hier angegebene Größe  $\rho_{max_i}$  wird dagegen für eine bestimmte Wolkensituation direkt berechnet und weicht dann vom statistisch konstanten  $\rho_{max}$  ab, wenn  $G_{SHDOM} \neq G_{Heliosat}$  ist. Wie die Ergebnisse zeigen, tritt genau dieser Fall ein. Das  $\rho_{max_i}$  nicht konstant ist, bedeutet nun, dass das Heliosat-Verfahren falsche Ergebnisse für die Einstrahlung berechnen würde. Im Heliosat-Verfahren wird die Annahme einer isotropen Reflexion gemacht und die Größe  $\rho$  als gemessene Reflexion zur Berechnung der Einstrahlung genutzt. Eine schwankendes  $\rho_{max_i}$

kann nun als Indikator (Index  $i$ ) für den Einfluss heterogener Effekte aufgefasst werden. Die auftretenden Schwankungen bedeuten, dass die Annahme der Isotropie falsch ist. Das Heliosat-Verfahren liefert daher insbesondere für Situationen mit durchbrochener Bewölkung falsche Ergebnisse.

Einige beispielhafte Resultate zeigt Abbildung 3.2 für verschiedene Wolkensituationen in Abhängigkeit vom Blickwinkel und Sonnenstand. Die Grafiken zeigen die Berechnungen für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ . Im Rahmen der gesamten Studie wurden die Rechnungen für Sonnenzenitwinkel von  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  und  $85^\circ$  bei einer Wellenlänge von  $0.67 \mu\text{m}$  durchgeführt. Die Abbildungen zeigen eine

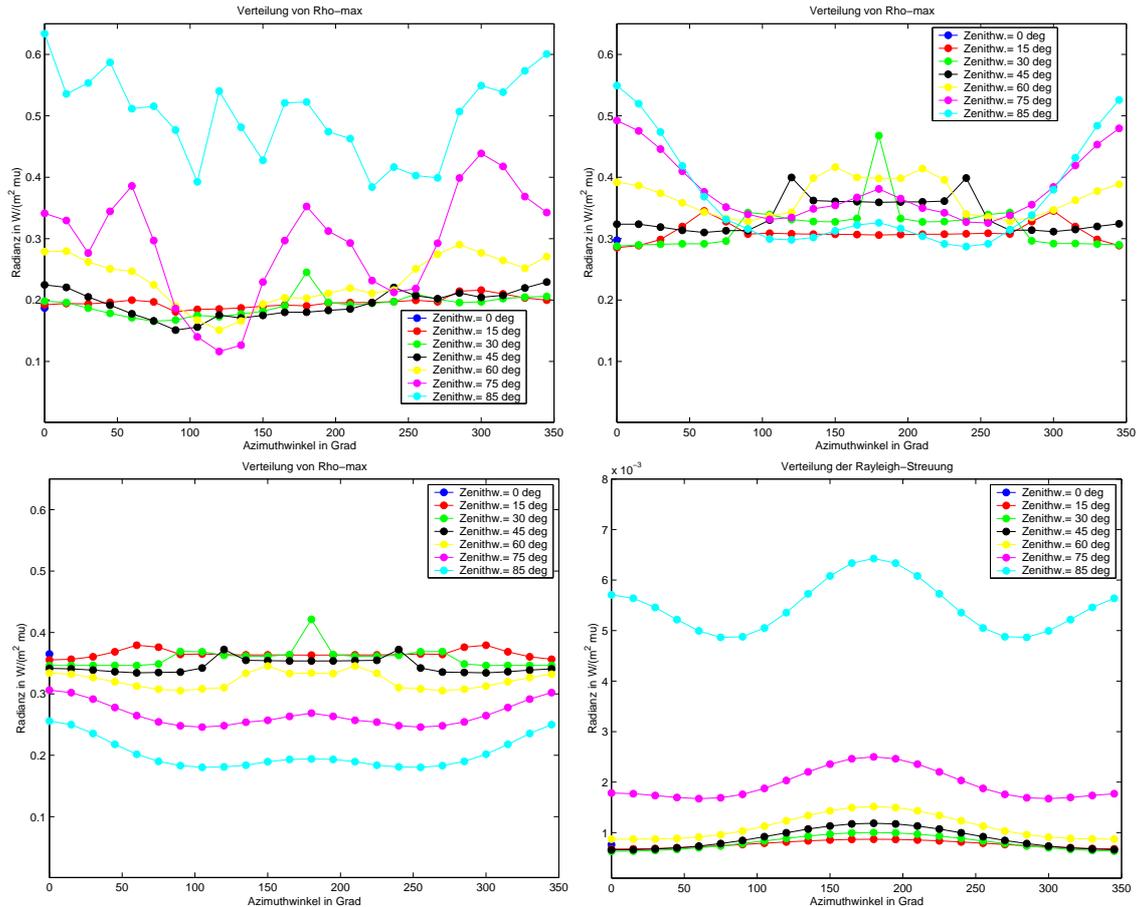


Abbildung 3.2: Ergebnisse für eine Wellenlänge von  $0.67 \mu\text{m}$  und einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  und Azimutwinkel von  $0^\circ$ . Die Grafiken zeigen die Abhängigkeit von  $\rho_{max,i}$  bzw. der Rayleigh-Streuung vom Zenit- und Azimut-Winkel des Betrachters (s. x-Ache bzw. Farbskala). Oben: links  $\rho_{max,i}$  für die Cumulus- und rechts für die Stratocumulus-Situation. Unten: links  $\rho_{max,i}$  für die konstruierte homogene Wolke, rechts Rayleigh-Streuung für die Clearsky-Situation.

Abhängigkeit vom Zenit- und Azimut-Winkel des Betrachters. Die hier zu erkennende deutliche systematische Abhängigkeit von  $\rho_{max,i}$  bezüglich des Beobachtungswinkels ist für das statistische  $\rho_{max}$  laut bisheriger Untersuchungen nicht zu erkennen. Das statistische  $\rho_{max}$  weist zwar eine gewisse Schwankungsbreite auf, jedoch ist diese gering und zeigt keine erkennbare Systematik, s. [13]. Für niedrige Sonnenstände und hohe Zenitwinkel des Betrachters liegen die Unterschiede für  $\rho_{max,i}$  abhängig vom Azimutwinkel des Betrachters teilweise beim zehnfachen des kleinsten Wertes. Diese extremen Unterschiede erscheinen besonders bei hohen Zenitwinkeln von über  $75^\circ$  bzgl. des Beobachters. Mit den hohen Schwankungen des Indikators  $\rho_{max,i}$  ergibt sich, dass die über das Heliosat-Verfahren mit einem konstanten  $\rho_{max}$  berechnete Einstrahlung nicht mit der realen übereinstimmen kann.

Durch eine zusätzliche zeitliche Mittelung ist allerdings eine deutliche Verbesserung zu erwarten, was

durch die guten Ergebnisse in der praktischen Anwendung des Heliosat-Verfahrens auch bestätigt wird. So werden im Rahmen des PVSAT-Projektes über das Heliosat-Verfahren Monatsdaten der globalen Einstrahlung ermittelt, deren RMSE im Vergleich mit Bodendaten im Bereich von 8 % liegen. Dagegen steigt der Fehler für Halb- bzw. Stundenmittel im günstigsten Fall einer klaren Atmosphäre auf 15 % an und für inhomogene Fälle auf teilweise über 30 %, s. [14].

Wie die Ergebnisse zeigen, war die Größe der Rayleigh-Streuung im Vergleich zu  $\rho_{max}$  bzw.  $\rho_{max_i}$  vernachlässigbar. Während die Resultate für  $\rho_{max_i}$  abhängig vom Sonnenstand und dem Standort des Betrachters zwischen ca. 0.2 und  $5 W/(m^2 \mu m)$  liegen, liegen die Werte der Rayleigh-Streuung zwischen ca.  $0.5 \cdot 10^{-4}$  und  $14 \cdot 10^{-4} W/(m^2 \mu m)$ . Damit wurde die Annahme bestätigt, dass die Rayleigh-Streuung im Vergleich zu den anderen untersuchten Größen relativ klein sein sollte.

Um die Interpretation der Größe  $\rho_{max_i}$  als Indikator für die Einflüsse heterogener Wolkeneffekte und der Anisotropie zu stützen, wurde diese Größe mit der modellierten Radianz  $\rho$  verglichen. Im Heliosat-Verfahren wird über die am Satelliten gemessene, reflektierte Strahlung der Bewölkungsgrad bestimmt und die Einstrahlung am Boden berechnet. Wäre die Reflexion, wie beim Heliosat-Verfahren angenommen, isotrop und damit die gemessene Größe unabhängig vom Standort des Betrachters bzw. Satelliten, wäre sie konstant. Die bisherigen Untersuchungen haben aber gezeigt, dass die Annahme der Isotropie falsch ist. So wie  $\rho_{max_i}$  in Abhängigkeit vom Standort des Betrachters variiert, verändert sich auch  $\rho$ . Form und Aussehen der Verteilungen von  $\rho$  und  $\rho_{max_i}$  sind identisch. Ein exemplarisches Beispiel zeigt Abbildung 3.3 für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  und einer Wellenlänge von  $0.67 \mu m$ . Die linke Grafik zeigt die Verteilung von  $\rho_{max_i}$  und die rechte die von  $\rho$  im Falle der Cumulus-Situation. Man kann erkennen, dass die Werte für  $\rho_{max_i}$  im Vergleich zu denen für  $\rho$  mit einem Bias versehen sind, der sich hauptsächlich durch die Division von  $\rho$  mit dem Cloudindex  $n$  bei der Berechnung von  $\rho_{max_i}$  ergibt, s. Gl. 3.3. Ansonsten sind die prinzipiellen Verläufe identisch. Damit ist  $\rho_{max_i} \sim \rho$  und daher als Indikator für die Anisotropie interpretierbar.

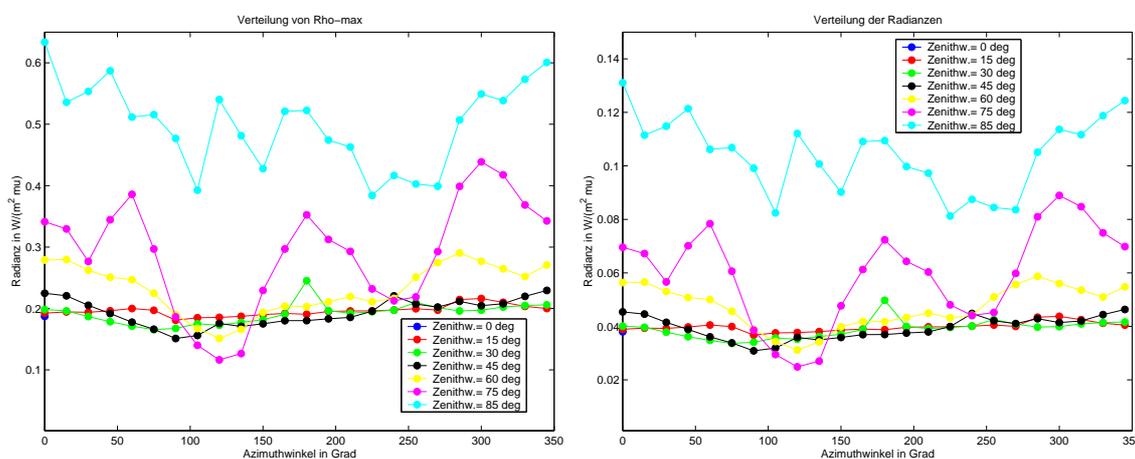


Abbildung 3.3: Vergleich der Verteilung von  $\rho_{max_i}$  (links) zu  $\rho$  (rechts) bei einer Wellenlänge von  $0.67 \mu m$  und einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ .

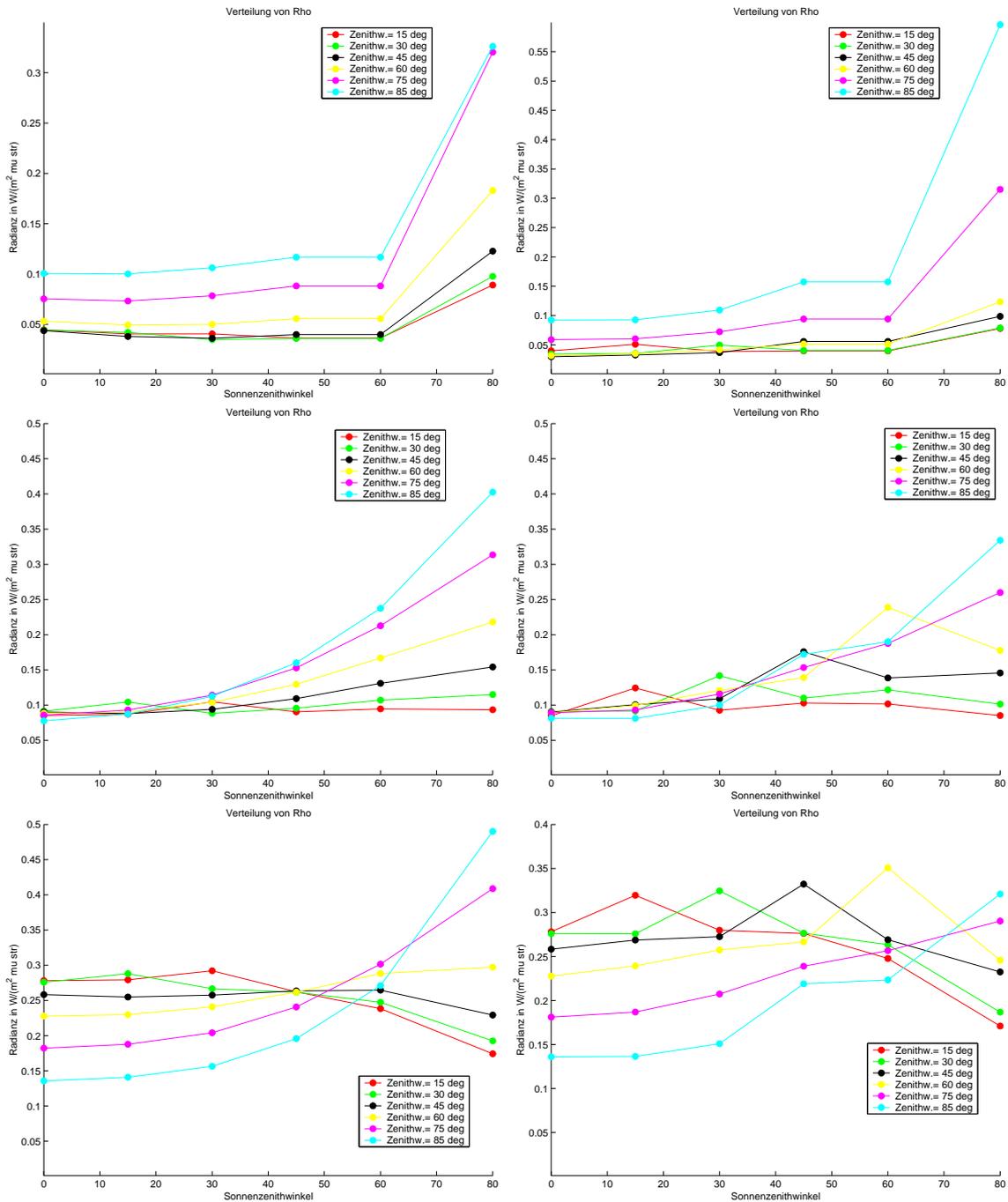


Abbildung 3.4: Radianzen für eine Wellenlänge von  $0.67\mu\text{m}$  aufgetragen über dem Sonnenzenitwinkel ( $x$ -Achse) in Abhängigkeit vom Standort des Betrachters. Die Zenitwinkel des Betrachter sind über die Farbskalen angegeben. Die linken Grafiken zeigen die Resultate für einen Azimut-Blickwinkel von  $60^\circ$  und die rechten für  $180^\circ$ . Von oben nach unten: Cumulus, Stratocumulus, homogene Bewölkung.

Zur Verdeutlichung der Abhängigkeiten der Radianz  $\rho$  vom Standort des Betrachters wurde diese über die Sonnenzenitwinkel für verschiedene Zenitwinkel des Betrachters aufgetragen. Dies wurde dann für die verschiedenen Wolkensituationen für unterschiedliche Azimutwinkel des Betrachters wiederholt, siehe Abbildung 3.4.

Man kann allgemein folgende Tendenz erkennen: Für kleine Sonnenzenitwinkel sind die Radianzen für kleine Zenitwinkel des Betrachters größer als für große Zenitwinkel des Betrachters. Dies kehrt sich für große Sonnenzenitwinkel um, dort nehmen die Radianzen für große Zenitwinkel des Betrachters ( $> 45^\circ$ ) deutlich stärker zu, als die Radianzen für Zenitwinkel kleiner  $30^\circ$  abnehmen.

Um Unterschiede und Analogien zu anderen Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich zu untersuchen, wurden die Berechnungen für insgesamt zwei weitere Wellenlängen ( $0.47 \mu\text{m}$ ,  $0.87 \mu\text{m}$ ) und für die Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$  und  $60^\circ$  wiederholt. Da das Heliosat-Verfahren den Kanal für das Licht des sichtbaren Spektrums nutzt, wurden die Wellenlängen im Bereich dieses Spektrums gewählt. Um auch mögliche Wellenlängenabhängigkeiten erkennen zu können und zudem die Möglichkeit der Validation zu haben, wurde mit drei einzelnen Wellenlängen gearbeitet. Der Vergleich der  $\rho_{max}$  Verteilungen für unterschiedliche Wellenlängen zeigt, dass die Verteilungen und Verläufe fast identisch sind, s. Abbildung 3.5. Auch die absoluten Werte von  $\rho_{max}$  entsprechen sich, variieren aber leicht in einem Bereich zwischen ca. 0.5 und 7 % Prozent bei Vergleich der Maxima und Minima. Für diese leichten Schwankungen können

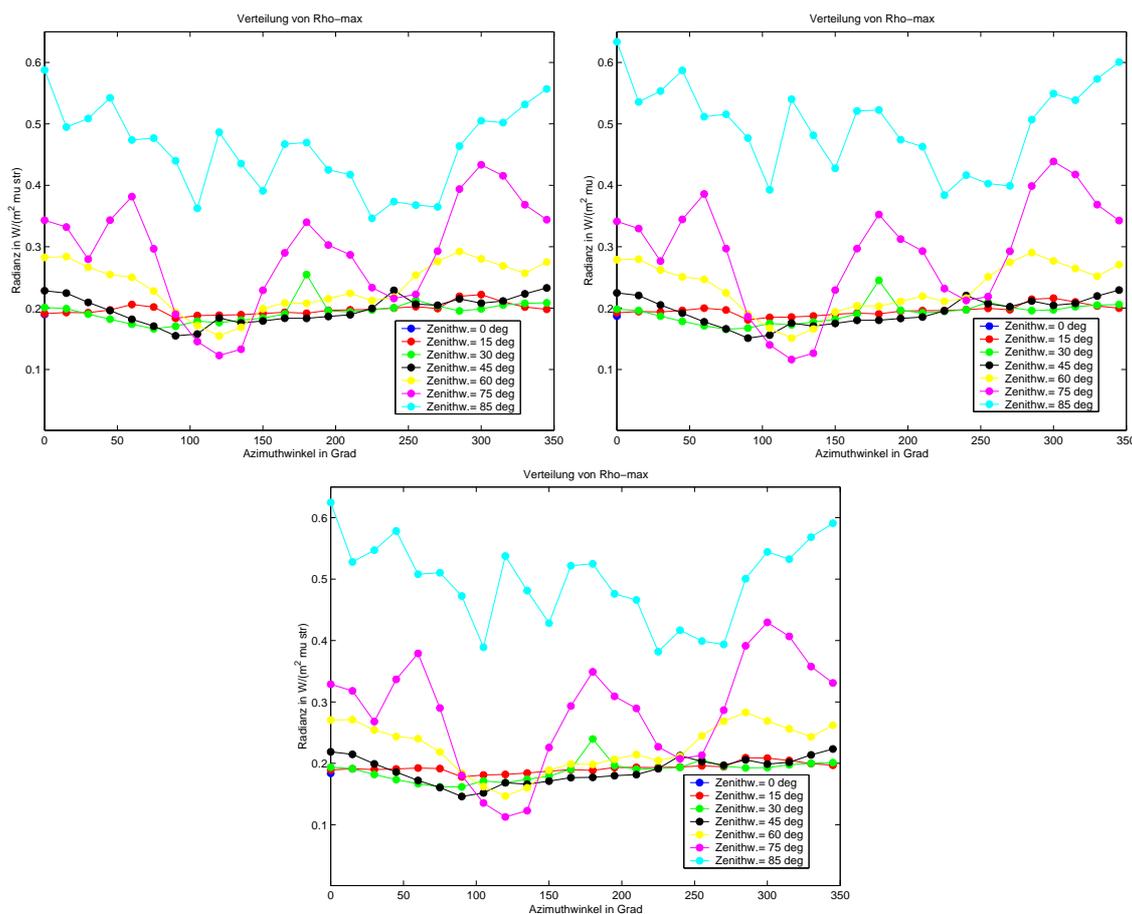


Abbildung 3.5: Ergebnisse für drei unterschiedliche Wellenlängen von  $0.47 \mu\text{m}$  (oben links),  $0.67 \mu\text{m}$  (oben rechts) und  $0.87 \mu\text{m}$  (unten) bei einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  und Azimutwinkel von  $0^\circ$ . Die Grafiken zeigen fast keine Unterschiede. Dies gilt nicht nur für die hier vorgestellte Cumulus-Situation, sondern ebenso für die Stratocumulus und homogene Bewölkung.

verschiedene Ursachen verantwortlich sein. Zum einen kann modellbedingtes numerisches Rauschen dazu führen, zum anderen können sie durch unterschiedliche Phasenfunktionen bedingt sein. Die Phasenfunktion ist sowohl von der Wellenlänge als auch vom effektiven Radius abhängig. Zur Verdeutlichung dieser Zusammenhänge kann das Strahlungstransportmodell SHDOM genutzt werden. Bei diesem Modell ist es möglich, sich die verwendeten Phasenfunktionen berechnen und darstellen zu lassen. Die hier verwendeten Radien liegen in einem Bereich zwischen  $0.5 \mu\text{m}$  und  $25 \mu\text{m}$ . Für einen exemplarischen Vergleich wurden die Phasenfunktionen für die effektiven Radien  $1, 8, 16$  und  $24 \mu\text{m}$  herangezogen, s. Abb. 3.6. Die Unterschiede für die verschiedenen Wellenlängen sind für die kleineren effektiven Radien ( $1$  und  $8 \mu\text{m}$ ) am größten und deutlichsten. Dort zeigt die Phasenfunktion für  $470 \text{ nm}$  auch ein größeres Rückstreuvermögen als für  $670$  bzw.  $870 \text{ nm}$ . Für die größeren effektiven Radien liegen die Funktionen deutlich dichter beieinander, wobei sich das Verhältnis der Funktionen zueinander gerade umkehrt, die Differenzen aber bei weitem nicht mehr so deutlich sind. Die dargestellten Phasenfunktionen stimmen sehr gut mit den in der Theorie vorgestellten Phasenfunktionen überein, s. Abb. 2.1.

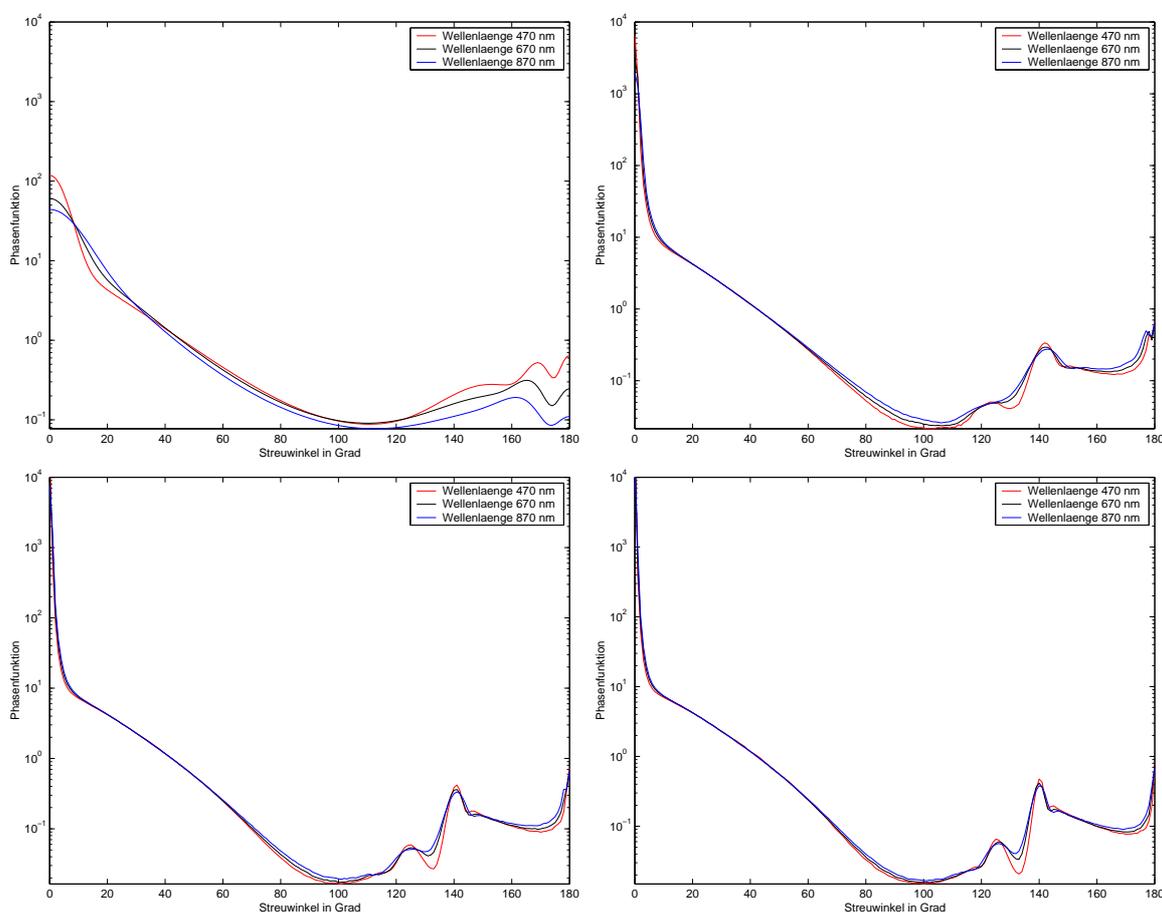


Abbildung 3.6: Vergleich der Phasenfunktionen für die drei unterschiedlichen Wellenlängen (s. Farbskala) aufgetragen für vier unterschiedliche effektive Radien. Oben:  $1 \mu\text{m}$  (links),  $8 \mu\text{m}$  (rechts). Unten:  $12 \mu\text{m}$  (links),  $24 \mu\text{m}$  (rechts).

Das wichtigste Ergebnis dieses Kapitels ist, dass die Annahme einer isotrop reflektierten Strahlung im Rahmen des Heliosat-Verfahrens falsch ist und besonders bei heterogenen Bewolkungszuständen zu Fehlern bei der Berechnung der Einstrahlung führt. Im nächsten Kapitel werden einige Erklärungsansätze, die zur anisotropen Verteilung der untersuchten Größen beitragen, vorgestellt.

### 3.1.1 Interpretation der Ergebnisse

Im Folgenden sollen Erklärungsansätze für die Abhängigkeiten und Verteilungen der bisher untersuchten Größen geliefert werden. Die Variationen und Schwankungen der untersuchten Rayleigh-Streuung in der Grafik von Abb. 3.2 lassen sich nur durch die Geometrie von Sonnenstand und Betrachter erklären. Diese geometrischen Abhängigkeiten haben auch auf  $\rho_{max_i}$  und  $\rho$  Einfluss und wirken sich wie folgt aus: Je größer der Zenitwinkel des Betrachters ist, desto mehr streuende Teilchen liegen im Weg des Beobachters. D.h., auch wenn die Phasenfunktion einzelner Teilchen die Vorwärts- und Rückwärtsstreuung gegenüber der Seitwärtsstreuung bevorzugt, ist durch die größere Anzahl der streuenden Teilchen die reflektierte Strahlung für derartige Winkel größer als für kleinere. Das einmal seitlich gestreute Licht, wird anschließend in Richtung des Beobachters vorwärtsgestreut. Durch ansteigende Sonnenzenitwinkel drehen sich die Phasenfunktion der einzelnen Teilchen mit. Daher wird mehr Strahlung zu größeren Zenitwinkeln hin gestreut als direkt nach oben oder unten. Dieses Phänomen verursacht eine Art Horizontaufhellung. Zusätzlich haben aber noch andere Ursachen Einfluss auf die Verteilung von  $\rho_{max_i}$  und  $\rho$ , s. Abb. 3.2, 3.3 und 3.5. Es handelt sich dabei um eine Kombination folgender Effekte und Randbedingungen:

Effekte durch den Einfluss der Phasenfunktionen der Streuteilchen:

- Standort des Betrachters
  - Abhängigkeit vom Zenit- und Azimutwinkel,
  - davon abhängig die Weglänge (Horizontaufhellung),
- Sonnengeometrie
  - Abhängigkeit vom Zenit- und Azimutwinkel,
  - über Sonnenzenitwinkel Einfluss auf die Horizontaufhellung, bekommt für ansteigende Winkel größer werdende Bedeutung
- Wolkenzusammensetzung
  - unterschiedliche Phasenfunktionen in Abhängigkeit vom effektiven Radius der Wolkentröpfchen

Geometrische Effekte:

- Wolkentyp und Wolkengeometrie
  - homogene oder heterogene Wolkenstruktur bzw. Cumulus oder Stratocumulus-Situation
- Schatteneffekte
  - bei heterogener Bewölkungsstruktur
  - Abhängigkeit vom Standort des Betrachters und Sonnengeometrie
- Spiegeleffekte

Die Spiegeleffekte lassen sich für einen Azimutwinkel von  $180^\circ$  beobachten, wenn der Sonnenzenitwinkel mit dem Zenitwinkel des Beobachters übereinstimmt. Dies kann man in sämtlichen vorangegangenen Abbildungen beobachten. Die Abbildungen 3.2, 3.3 und 3.5 zeigen jeweils die Ergebnisse für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ . In jeder Grafik lässt sich bei einem Zenitwinkel von  $30^\circ$  bzgl. des Beobachters (grüne Linie) und einem Azimutwinkel von  $180^\circ$  ein Peak beobachten. Dieser Peak wird durch den Spiegeleffekt verursacht. Auch in Abbildung 3.4 ist dieser Effekt in den Grafiken für einen Azimutwinkel von  $180^\circ$  zu sehen. Dieses Phänomen fällt für den Cumulus-Fall deutlich geringer aus, als für die Stratocumulus oder die homogene Wolkensituation. Das ist auch durch den geringeren Bewölkungsgrad im Cumulus-Fall und damit dem geringeren Anteil von streuenden und reflektierenden Wolkenteilchen in der Atmosphäre verständlich. Die Optik lehrt, dass derartig beobachtete Spiegeleffekte bzw. Reflexionen bei Veränderungen der optischen Dichte oder an Phasengrenzen (fest-flüssig oder flüssig-gasförmig) auftreten. Bei glatten

Oberflächen spricht man von normaler, bei rauen Oberflächen von diffuser Reflexion.

Allgemein läßt sich sagen, dass für eine bestimmte Wolkenstruktur nur schwer feststellbar ist, welche Ursachen für spezifische Effekte in den Verteilungen der Radianzen verantwortlich sind. Durch die hohe Anzahl der Einfluss nehmenden Effekte und Randbedingungen ist eine eindeutige Zuweisung einzelner Phänomene nicht möglich. Jedoch nimmt, wie beobachtet, die Geometrie zwischen Sonne und Beobachter eine übergeordnete Rolle ein. Die Vergleiche zwischen der Cumulus- und der Stratocumulus-Situation zeigen zudem, welche Unterschiede durch die speziellen Wolkengeometrien entstehen. Das überraschende Ergebnis dieser Untersuchung ist, dass die nach oben reflektierte Größe  $\rho$  stark vom Zusammenspiel der unterschiedlichen Geometrien abhängig ist. Es wurde deutlich, dass die Annahme der Isotropie zu Fehlern bei der Berechnung der Einstrahlung am Boden über das Heliosat-Verfahren führt. Das derzeitige Verfahren kann daher nur für räumlich und zeitlich gemittelte Werte gute Ergebnisse erzielen. Welchen Einfluss die räumliche Auflösung hat, wird im nächsten Kapitel untersucht.

### 3.1.2 Kleinere räumliche Auflösung

Um einen Eindruck zu gewinnen, welchen Einfluss die räumliche Auflösung auf die bisherigen Beobachtungen hat und auf dem Hintergrund, dass die neue Satellitengeneration „Meteosat Second Generation“ (MSG) eine höhere räumliche Auflösung liefert, wurde die Studie für eine kleinere Auflösung wiederholt. Einige Daten bezüglich der beiden Satellitengenerationen sind Tabelle 3.1 zu entnehmen. Der bisher verwendete Ausschnitt war durch die Auflösung von Meteosat über Europa mit etwa  $3 \times 4$  km motiviert worden. Entsprechend ergibt sich für MSG eine Auflösung von  $1.2 \cdot 1.6 = 1.92 \text{ km}^2$ . Für den homoge-

Parameter	Meteosat	MSG
räuml. Auflösung	2.5 km	1 km
zeitliche Auflösung	30 min	15 min
Kanäle	3	12

Tabelle 3.1: Vergleich der beiden Satellitengenerationen Meteosat und MSG. Die Angaben zur räumlichen Auflösung gelten für das Pixel direkt unterhalb des Satelliten (sub satellite point).

nen Fall sollten die Verteilungen und die absoluten Werte identisch sein, da ja die Wolke überall gleich aufgebaut ist und lediglich über einen kleineren Raum gemittelt wird. Wie sich zeigte, wurde diese Vermutung durch die Ergebnisse bestätigt. Für Stratocumulus differieren zwar die absoluten Werte, was mit den unterschiedlichen Cloudindices zu tun hat, dieser reduziert sich in dem hier betrachteten Ausschnitt von 0.303 auf 0.258, die prinzipielle Verteilung ist jedoch sehr ähnlich. Insbesondere dann, wenn man die großen Zenitwinkel von  $75^\circ$  und  $85^\circ$  bzgl. des Betrachter vernachlässigt. Für die Cumulus-Situation zeigt sich dagegen für die kleinere räumliche Auflösung eine deutlich zunehmende Variation und Schwankung, siehe Abbildung 3.7. Unter Berücksichtigung der Resultate der vorangegangenen Kapitel, lässt sich die starke Abhängigkeit von  $\rho_{max_i}$  als Indikation für die Anisotropie der nach oben reflektierten Strahlung interpretieren. Der Einfluss der Anisotropie wird damit für kleinere räumliche Auflösungen größer. Der Effekt der verstärkten Anisotropie kann durch eine zusätzliche räumliche Mittelung über mehrere Ausschnitte wieder reduziert werden, wie folgendes Beispiel verdeutlicht.

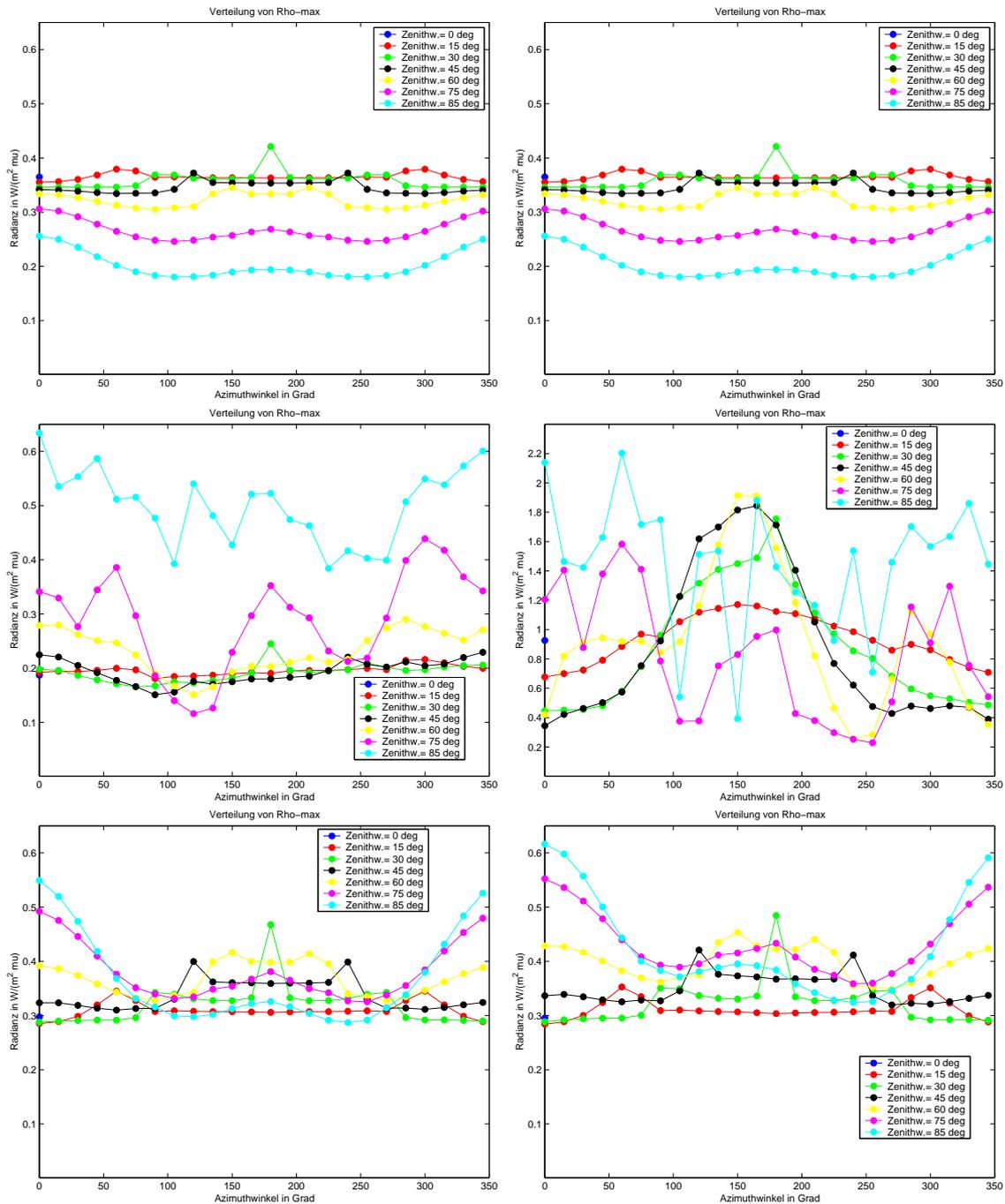


Abbildung 3.7: Ergebnisse für eine Wellenlänge von  $0.67 \mu\text{m}$  und einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  und Azimutwinkel von  $0^\circ$ . Die Grafiken zeigen die Abhängigkeit von  $\rho_{max}$  vom Zenit- und Azimut-Winkel des Betrachters (s. x-Achse bzw. Farbskala). Links sind noch einmal die Resultate für einen Raumausschnitt von  $12 \text{ km}^2$  dargestellt, diesen sind auf der rechten Seite die Ergebnisse für einen  $1.92 \text{ km}^2$  großen Ausschnitt gegenübergestellt. Von oben nach unten: homogene Bewölkung, Cumulus, Stratocumulus.

Der  $12 \text{ km}^2$ -Ausschnitt der Cumulus-Situation wurde in vier gleich große Gebiete aufgeteilt, s. Abb. 3.8. Für jedes Gebiet wurde die Verteilung der reflektierten Radianz  $\rho$  berechnet. Wie zuvor in Abbildung 3.7 kann man auch hier den zunehmenden Einfluss der Anisotropie erkennen. Dieser macht sich durch die starken Schwankungen von  $\rho$  bemerkbar., s. Abbildung 3.9. Fasst man nun die vier kleineren Teil-Ausschnitte wieder zu einem größerem Ausschnitt zusammen, kann man eine zusätzliche räumliche Mittelung durchführen. Vergleicht man das so erhaltende Ergebnis mit dem des ursprünglichen  $12 \text{ km}^2$  Ausschnitts, erkennt man, dass sich beide Abbildungen sowohl im Verlauf der Werte als auch in den Größenordnungen entsprechen. Die Schwankungen von  $\rho$  und damit der Einfluss der Anisotropie nehmen ab.

Abschließend lässt sich feststellen, dass das Heliosat-Verfahren, aufgrund der dort gemachten Annahme einer isotrop reflektierten Radianz, für kleinere räumliche Auflösungen besonders in heterogenen Bewölkungssituationen falsche Einstrahlungswerte berechnen würde. Dies ist in einem begrenzten Umfang durch eine zusätzliche räumliche Mittelung wieder ausgleichbar. Daraus folgt, dass der Effekt kleinskaliger Wolkengeometrien auf die solare Einstrahlung vom Heliosat-Verfahren nicht aufgelöst werden kann.

Auf die besonderen Probleme, die bei der Validation von Resultaten des Heliosat-Verfahrens mit Boden-  
daten auftreten können, wird im anschließenden Kapitel in Form eines Exkurses eingegangen.

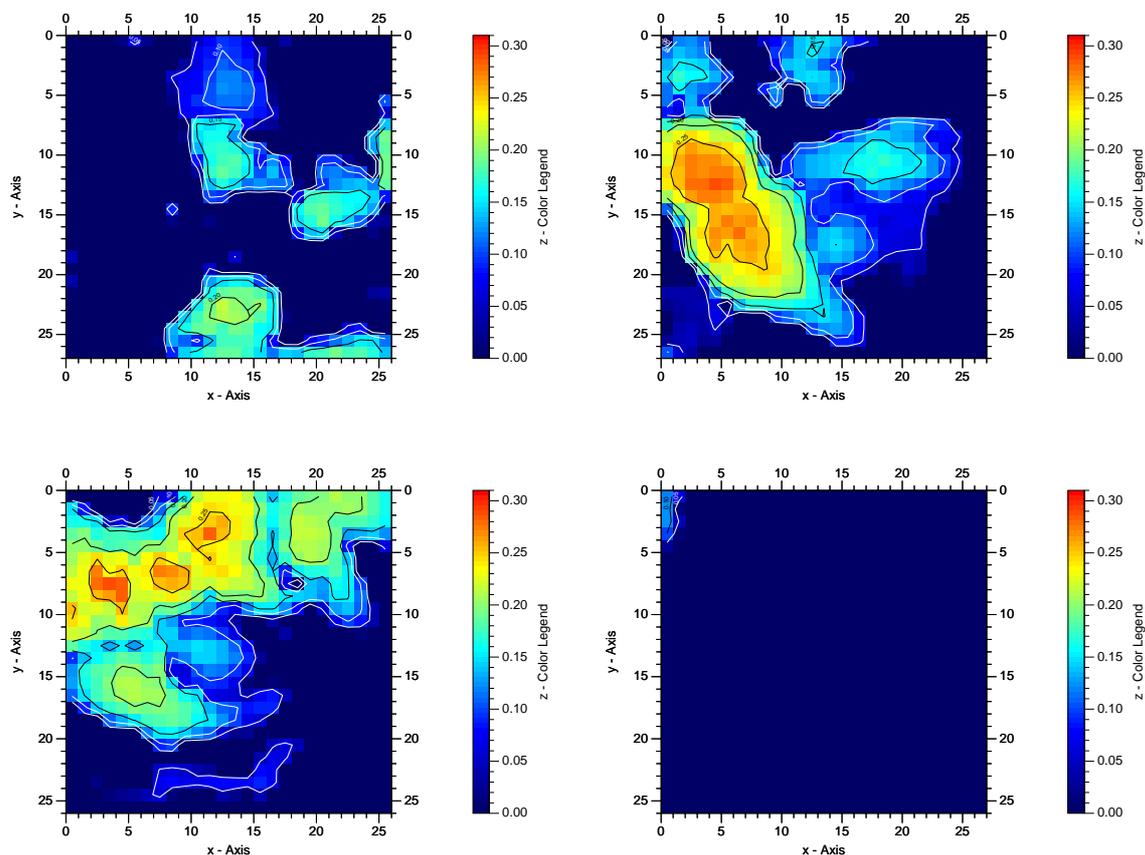


Abbildung 3.8: Konturdarstellung der nach oben reflektierten Radianz für eine Wellenlänge von  $0.67 \mu\text{m}$  in  $\text{W}/(\text{m}^2 \mu\text{m str})$ . Sonnenzenit- und Azimutwinkel genauso wie Zenit- und Azimutwinkel des Betrachters betragen jeweils  $0^\circ$ . Die vier Ausschnitte zeigen jeweils eine Fläche von ca.  $2 \text{ km}^2$  und ergeben zusammen den Ausschnitt von  $12 \text{ km}^2$ , s.a. Abb. 3.1 unten links.

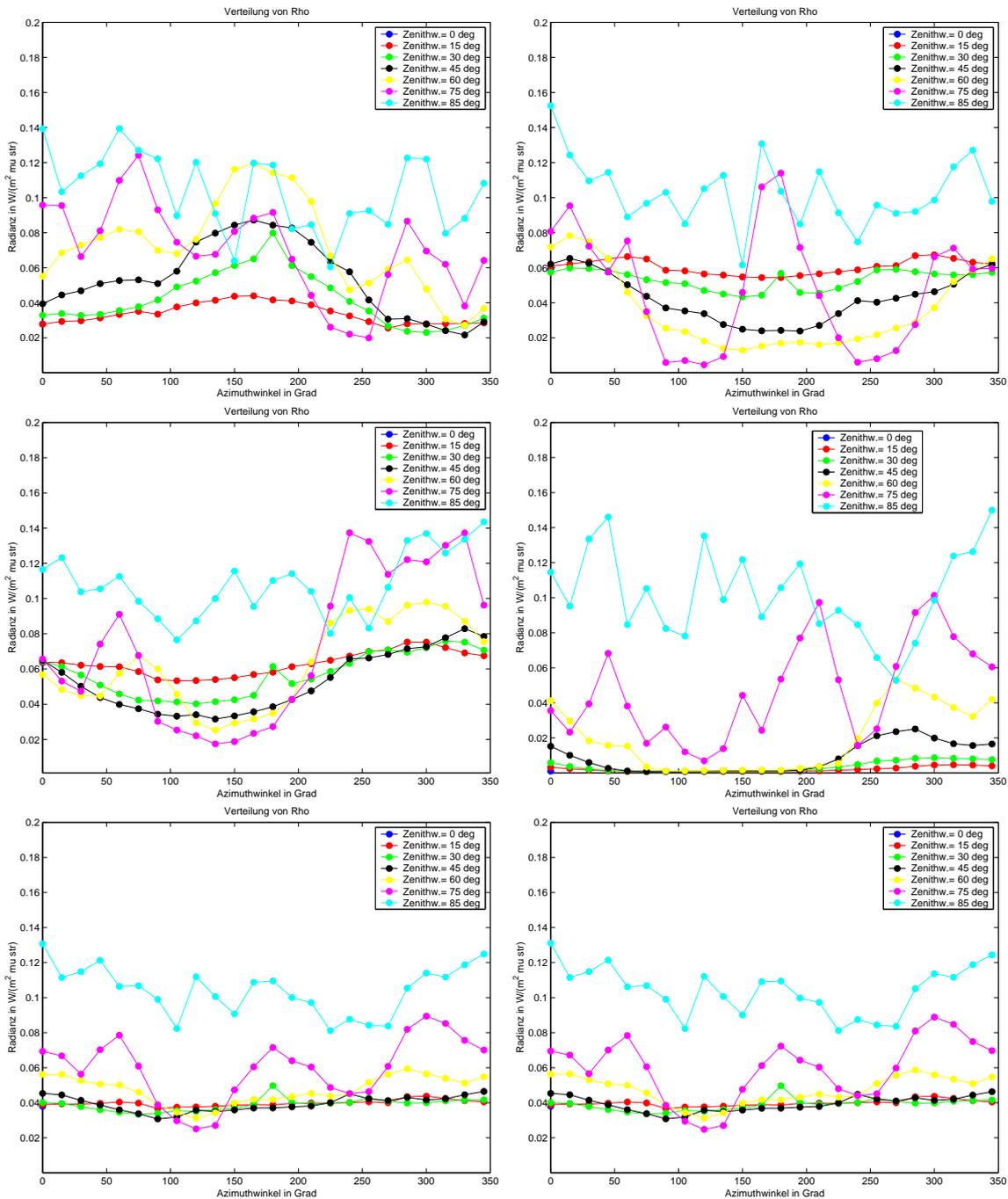


Abbildung 3.9: Verteilungen von  $\rho$  für die Ausschnitte entsprechend Abb. 3.8, d.h. Grafik oben links in Abb. 3.8 gehört zur Grafik oben links in dieser Abbildung u.s.w.. Unten: links ist die Verteilung von  $\rho$  zu sehen, die sich aus der Mittelung der oberen vier Grafiken ergibt, rechts daneben zum Vergleich ist die Verteilung des Original 12 km<sup>2</sup> Ausschnittes dargestellt.

### 3.2 Exkurs: Studie zu räumlich und zeitlich gemittelten Größen

Dieser Exkurs soll zur Verdeutlichung der Zusammenhänge zwischen unterschiedlichen räumlich und zeitlich gemittelten Größen dienen und macht zudem noch einmal den Nutzen von Strahlungstransfermodellen klar. Anhand solcher Modelle ist es relativ einfach und schnell möglich, grundlegende Effekte aufzuzeigen.

In der Regel werden zur Validation von Methoden wie dem Heliosat-Verfahren Daten von Bodenmessstationen mit den räumlich gemittelten Werten der Satelliten verglichen. Zur Verdeutlichung der Probleme, die mit einem derartigen Vergleich unterschiedlich gewonnener Größen auftreten, wurde folgende Studie durchgeführt: Für einen 12 und einen  $1.92 \text{ km}^2$  großen Ausschnitt aus der Cumulus-Situation (s. Kapitel 3) wurde die Einstrahlung am Boden bzw. die unterste Ebene des Gitterfeldes berechnet. Für jeden Ausschnitt wurden jeweils fünf Gitterpunkte, die gleichmäßig verteilt wurden, ausgewählt und als Bodenstationen interpretiert. Es wurden die Strahlungsflüsse für diese virtuellen Bodenstationen sowie der Mittelwert für den gesamten Ausschnitt berechnet. Anschließend wurden die betrachteten Teil-Ausschnitte des Cumulus-Feldes innerhalb des größeren Ausgangs-Wolkenfeldes (s. Abb. 3.1) um drei Gitterpunkte ( $\cong 0.2 \text{ km}$ ) verschoben und die Strahlungsflüsse neu ermittelt. Dies wurde zwölfmal wiederholt, um so einen Quasi-Stundenwert gewinnen zu können, der aus virtuellen 5-minütigen Werten besteht. So kann das Durchziehen eines Wolkenfeldes simuliert werden. In allen Rechnungen dieses Kapitels beträgt der Sonnenzenitwinkel  $30^\circ$ . Der Vergleich der virtuellen „Messpunkte“ für die verschiedenen großen Ausschnitte zeigt in beiden Fällen eine ähnliche Variation der Messwerte, s. Abb. 3.10. Lediglich die Werte für den Messpunkt 2 im  $12 \text{ km}^2$ -Ausschnitt zeigen einen relativ konstanten Verlauf, was dadurch zu begründen ist, dass dieser Punkt zufällig in allen zwölf Fällen von keinen Wolken bedeckt ist. Der Vergleich ein-

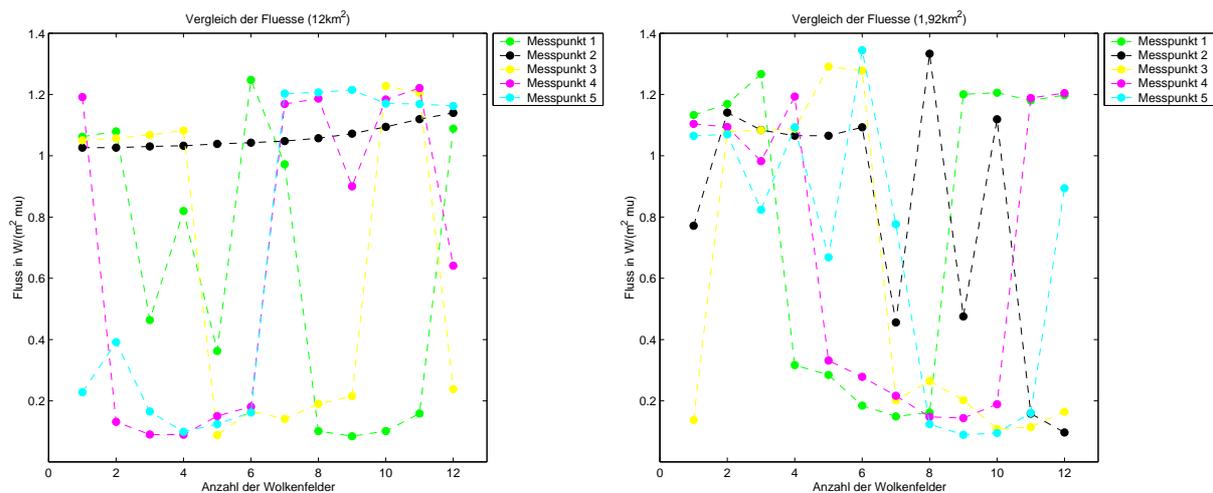


Abbildung 3.10: Vergleich der Flüsse für fünf „Messpunkte“ (siehe Farbskala) unter fünf verschiedenen Wolkensituationen. Dies kann so aufgefasst werden, als würde ein Wolkenfeld langsam über die Messpunkte hinwegziehen und alle 5 Minuten würde gemessen werden. Links liegen die Messpunkte in einem  $12 \text{ km}^2$ -Ausschnitt, rechts in einem  $1.92 \text{ km}^2$ -Ausschnitt. Die Punkte sind jeweils gleichmäßig über den gesamten Ausschnitt verteilt.

zelter Punktmessungen mit den über eine größere Fläche gemittelten Werten ist problematisch, da ein einzelner Messpunkt in der Regel sicherlich nicht eine Fläche repräsentieren kann. Nicht nur im großen, sondern auch im  $1.92 \text{ km}^2$ -Ausschnitt sind je nach betrachtetem Messpunkt teilweise entgegengesetzte Tendenzen zu beobachten. Es ist sinnvoller, den Durchschnitt der Messpunkte mit den Flächenmitteln zu vergleichen. Abbildung 3.11 zeigt einen solchen Vergleich für die 12 verschobenen Ausschnitte. Aufgetragen ist der Flächendurchschnitt für  $12$  und  $1.92 \text{ km}^2$ . Dieser wird verglichen mit dem Durchschnitt, den man über 5 Messpunkte erhält, die gleichmäßig über den betrachteten Ausschnitt verteilt sind. Man kann erkennen, dass fünf Messpunkte die kleinere Fläche sehr viel besser repräsentieren können als die größere. Erst wenn man etwa 30 Messpunkte gleichmäßig auf die größere Fläche verteilt, nähert sich

der Verlauf dem Durchschnitt der Gesamtfläche an. Bisherige Studien nutzen überwiegend nur einzelne Stationen oder ein Netzwerk weniger Messpunkte innerhalb eines bestimmten Gebietes zum Vergleich zwischen Heliosat-Daten und Bodendaten, s. [14]. Mit dieser Studie konnte die Problematik solcher Vergleiche verdeutlicht werden. Sie zeigt auch auf, dass man hinsichtlich der Fehlerangabe eigentlich zwei Teilkomponenten unterscheiden muß. Eine dieser Teilkomponenten ist der Fehler des Verfahrens selbst. Die zweite Teilkomponente ergibt sich durch den Vergleich von Flächenmitteln mit Punktmessungen. Diese reduziert sich, wenn die Bodendaten zeitlich gemittelt werden.

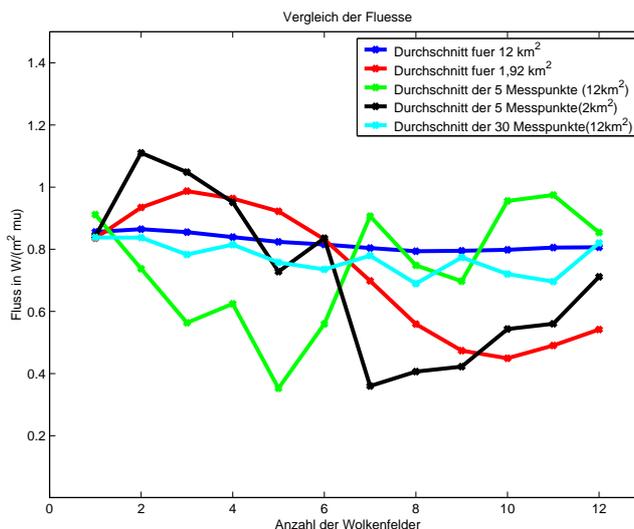


Abbildung 3.11: Für jede Wolkensituation wurde der Mittelwert für die fünf Messpunkte berechnet und mit dem Mittelwert für den jeweiligen Ausschnitt verglichen. Zusätzlich wurde für den 12 km<sup>2</sup>-Ausschnitt der Mittelwert für 30 gleichmäßig verteilte Messpunkte berechnet.

Dass eine zusätzliche zeitliche Mittelung von Bodendaten eine Verbesserung im Vergleich mit nur räumlich gemittelten Bodendaten bringt, zeigt folgende Studie.

Entsprechend den räumlichen und zeitlichen Auflösungen von Meteosat und MSG (s. Tabelle 3.1) wurden zum einen die zeitlich gemittelten virtuellen „Bodendaten“ mit den über dem gesamten Ausschnitt räumlich gemittelten „Satelliten-Daten“ verglichen. Zusätzlich wurden auch die „Satellitendaten“ noch einmal zeitlich gemittelt. Für Meteosat wurden die Boden- und Satelliten-Daten aus der Mittelung von je drei Werten gewonnen. Dies resultiert aus der zeitlichen Auflösung für diesen Satelliten von 30 Minuten. Damit stehen für ein Stundenmittel drei Werte zur Verfügung. Insgesamt 8 solcher Mittelungsprozesse wurden ausgeführt. Für MSG wurden die Mittelungswerte entsprechend der zeitlichen Auflösung von 15 Minuten aus fünf Werten berechnet. Entsprechend der vorangegangenen Studie wurde für die zeitliche Mittelung der Bodenwerte die Messpunkte gewählt, die zum einen auf die 12 km<sup>2</sup>-Fläche und zum anderen auf die kleinere 1.92 km<sup>2</sup>-Fläche gleichmässig verteilt sind. Es zeigte sich, dass durch die zusätzliche zeitliche Mittelung die Schwankungen der Bodenwerte untereinander im Vergleich zu der Studie vorher, in der ohne eine zeitliche Mittelung gearbeitet wurde, abnehmen (Abb. 3.12 oben).

Variieren die Werte in Abb. 3.11 zwischen 0.1 und 1.2 W/(m<sup>2</sup>µm), so führt die zeitliche Mittelung zu einer Beruhigung. Die Variationen liegen für Meteosat nun zwischen 0.3 und 1.1 W/(m<sup>2</sup>µm) und für MSG reduzieren sie sich auf den Bereich zwischen 0.4 und 1 W/(m<sup>2</sup>µm). Führt man nun noch zusätzlich zur zeitlichen die zuvor schon untersuchte räumliche Mittelung über die „Boden“-Messpunkte durch, ergibt sich ein besseres Ergebnis als bei den bisherigen Mittelungen. Bereits für die geringere zeitliche Mittelung von Meteosat zeigt sich, dass die Abweichungen der „Bodendaten“ zu den „Satellitendaten“ im Vergleich zu Abb. 3.11 abnehmen, aber immer noch vorhanden sind. Für die höhere zeitliche Auflösung von MSG verbessert sich dies aber noch einmal deutlich (Abb 3.12 unten). Dort stimmen die räumlich und zeitlich gemittelten „Bodendaten“ relativ gut mit den zeitlich gemittelten Flächenmitteln des „Satelliten“ überein. Damit ist gezeigt worden, dass der Fehler, der durch den Vergleich von Flächenmitteln

mit Punktmessungen entsteht, durch eine zeitliche Mittelung reduziert werden kann. Durch die höhere zeitliche Auflösung von MSG erreicht man für diese Satellitengeneration eine bessere Vergleichbarkeit mit den Flächenmitteln als mit Meteosat. Hierbei ist wichtig festzustellen, dass durch die zeitliche Mittelung die Effekte der Heterogenität herausgefiltert werden. Daher ist es nicht überraschend, dass besonders bei heterogenen Bewölkungssituationen, wie dem hier untersuchten Cumulus-Fall, die Reduzierung des Fehlers durch eine zeitliche Mittelung zum Tragen kommt. Zudem wird deutlich, dass bei einer Reduzierung des Fehlers bei satelliten-gestützten Methoden wie dem Heliosat-Verfahren, immer geprüft werden muss, welche Teilkomponente des Fehlers reduziert worden ist. Es ist festzustellen, ob wirklich der Fehler des Verfahrens reduziert worden ist oder nur der Fehler, der durch den Vergleich unterschiedlicher Größen verursacht wird.

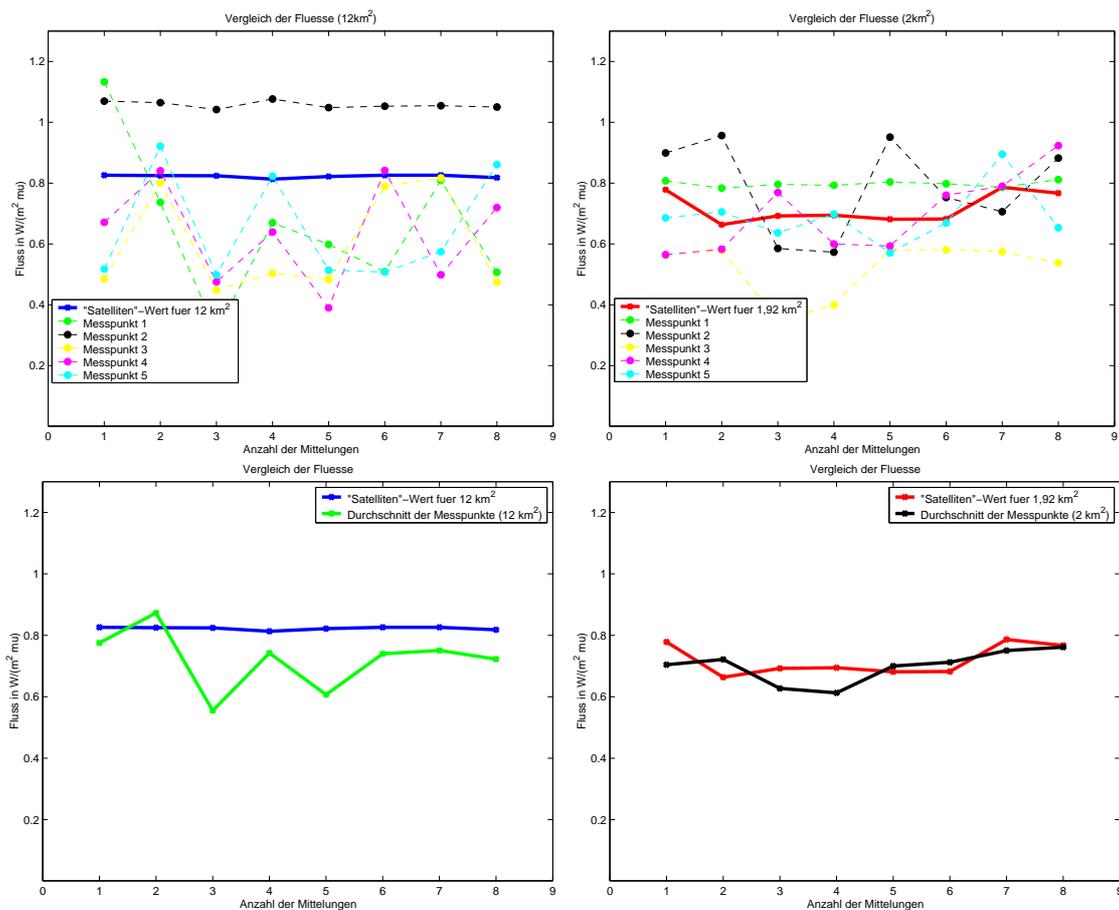


Abbildung 3.12: Oben: Die zeitlich gemittelten Punktwerte der Strahlungsflüsse werden mit dem ebenfalls zeitlich gemittelten Mittelwerten für das gesamte Pixel verglichen. Links jeweils die Ergebnisse für Meteosat und rechts die für MSG. Das zeitliche Mittel entspricht der zeitlichen Auflösung der beiden Satellitengenerationen (Stundenmittel für Meteosat über 3 Werte, MSG über 5). Unten: Die Punktmessungen wurden gemittelt.

### 3.3 Vergleich G-SHDOM vs. G-Heliosat

In den Untersuchungen von Kapitel 3.1 wurde die Größe  $\rho_{max_i}$  als Fehlermaß interpretiert. Es zeigte sich, dass diese Größe entgegen der Annahme im Heliosat-Verfahren nicht konstant ist und damit  $G_{SHDOM} \neq G_{Heliosat}$  ist. Damit ist gezeigt worden, dass die Annahme der Isotropie der nach oben reflektierten Strahlung im Heliosat-Verfahren zu falschen Resultaten führt. Über die Betrachtungen der Radianzen an der Obergrenze der Atmosphäre hinaus ist aber vor allem die solare Einstrahlung am Boden von Interesse. Daher ist ein direkter Vergleich von  $G_{SHDOM}$  und  $G_{Heliosat}$  wichtig. Dieser kann die Auswirkungen von durchbrochener Bewölkung auf die über das Heliosat-Verfahren berechnete Einstrahlung verdeutlichen. Zudem gewinnt man einen Eindruck über die Größenordnung des Fehlers in der anschaulicheren Einheit  $W/m^2$  und kann darüber eher Hinweise für eine mögliche Korrektur erlangen. Entsprechend den derzeitigen Annahmen des bestehenden Heliosat-Verfahrens wird  $\rho_{max}$  als konstant angenommen. Die Größe  $\rho_{min}$  ist Null. Die Bodenalbedo wurde im Modell vernachlässigt, um die 3D bedingten Effekte klarer herausarbeiten zu können. Die Größe  $\rho_{max}$  muss für die anstehenden Berechnungen in der Einheit  $W/(m^2 \mu m str)$  neu bestimmt werden. Für die Untersuchungen in Kapitel 3.1 wurden die festzulegende Größe für verschiedene Sonnenzenitwinkel und unter drei unterschiedlichen Wolkensituationen berechnet. Über die vorhandenen Werte wurde ein konstantes  $\rho_{max}$  von  $0.34 W/(m^2 \mu m str)$  als Mittel berechnet und als konstant angenommen. Damit muss davon ausgegangen werden, dass dieser festgelegte Wert nicht dem Wert im Heliosat-Verfahren entspricht. Die folgenden Ergebnisse könnten daher mit einem Bias versehen sein, was man nur durch einen Vergleich mit den Ergebnissen des nicht modellierten Heliosat-Verfahrens feststellen könnte. Eine solche Studie ist im vorliegenden Fall nicht möglich. Entscheidend hier ist aber nicht, das Heliosat-Verfahren so auf das Modell zu adaptieren, dass die absoluten Werte übereinstimmen. Ziel ist es, zu untersuchen, ob es zu prinzipiellen Unterschieden zwischen über Heliosat und direkt berechneten Werten kommt, und ob diese von der Wolkensituation abhängig sind. Sämtliche folgenden Rechnungen wurden für eine Wellenlänge von  $0.67 \mu m$  durchgeführt, da nach den Ergebnissen in Kapitel 3.1 nicht zu erwarten ist, dass sich für andere Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich qualitativ etwas ändert. Für die verschiedenen Wolkensituationen und für verschiedene Sonnenzenitwinkel ( $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ ) wurde die Einstrahlung am „Boden“ einmal direkt über SHDOM und zum anderen über das Heliosat-Verfahren für verschiedene Standpunkte des „Satelliten“ in Abhängigkeit vom Zenit- und Azimutwinkel berechnet und aufgetragen.

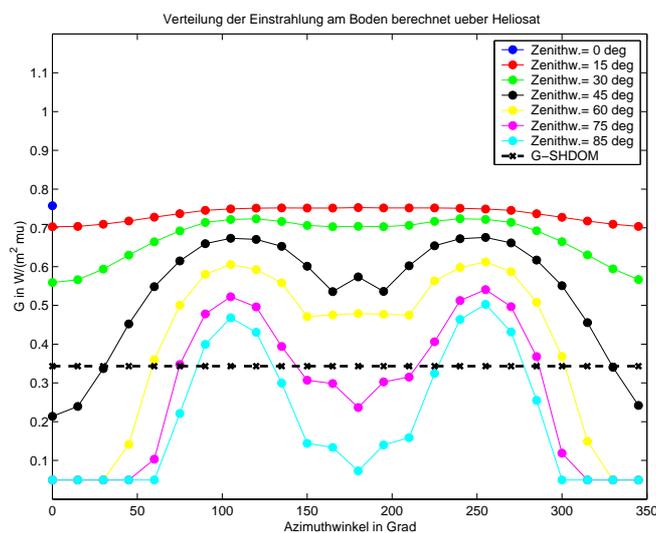


Abbildung 3.13: Beispiel für eine Stratocumulus-Situation und einen Sonnenzenitwinkel von  $80^\circ$ . Die Abbildung macht den Einfluss der Modifikationen bezüglich  $n-k^*$ -Relation, s. Gl. 2.74, für große Zenitwinkel bzgl. des Betrachters deutlich.

Als Eingangsdaten für das Heliosat-Verfahren wurden die von SHDOM berechneten reflektierten Radianzen  $\rho$  an der obersten Höhenebene des Gitters für den betrachteten  $12 \text{ km}^2$ -Ausschnitt gemittelt und eingesetzt, s. Kapitel 2.4. Dies wurde für unterschiedlichen Blickwinkelgeometrien des „Satelliten“ wiederholt.

Abbildung 3.14 zeigt ein exemplarisches Beispiel für diese Rechnungen. Die Abbildung zeigt für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  für die drei Wolkensituationen Cumulus, Stratocumulus und den homogenen Fall auf der linken Seite die Einstrahlung und auf der rechten die dazugehörigen Werte für den Cloudindex. Man kann erkennen, dass im Cumulus-Fall für die moderaten Standortgeometrien bezüglich des Zenitwinkels ein Bias für die berechnete solare Einstrahlung gegeben ist. Dieser Bias erscheint bei Cumulus, aber nicht bei Stratocumulus und dem konstruierten homogenen Fall. Dies lässt es möglich erscheinen, dass der Bias von der konkreten Wolkensituation abhängig ist und falls dem so ist, sollte es möglich sein, diesen abhängig vom Cloudindex zu korrigieren. Der Cloudindex beträgt für die Cumulus-Situation im Mittel 0.15, für die Stratocumulus-Situation 0.30 und für den homogenen Fall 0.70. Bei hohen Sonnenzenitwinkeln und großen Zenitwinkeln bezüglich des Beobachters entstehen zusätzliche Effekte durch die Modifikationen der  $n$ - $k^*$ -Relation. Die Modifikationen ergaben sich für  $n \rightarrow 0$  und  $n \rightarrow 1$ , s. Abb. 3.13. Hinzu kommt, dass der mögliche Bias vor allem für die moderaten Zenitwinkel  $\leq 60^\circ$  bezüglich des Beobachters erscheint. Daher wurde die bisherige Untersuchung sowie alle weiteren ohne die extremen Zenitwinkel  $75^\circ$  und  $85^\circ$  bezüglich des Beobachters wiederholt bzw. angefertigt. Das Ergebnis für einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  zeigt Abbildung 3.15. Hier wurde zusätzlich der Mittelwert aus den standortabhängigen Heliosat-Daten für die Zenitwinkel  $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$  und  $60^\circ$  bezüglich des Beobachters berechnet. Der Vergleich zwischen diesem Mittelwert und dem über die SHDOM-Werte am „Boden“ direkt gewonnenen (G-SHDOM) zeigt nun deutlich: Das Heliosat-Verfahren überschätzt für diese beispielhafte Cumulus-Bewölkung die solare Einstrahlung am Boden im Vergleich mit den modellierten Ergebnissen. Dagegen liegen die Mittelwerte der standortabhängigen Heliosat-Daten für die Stratocumulus und den homogenen Fall relativ dicht beieinander.

Um die Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel zu verdeutlichen, wurden die Mittelwerte G-Helio und G-SHDOM über dem Sonnenzenitwinkel aufgetragen. Abbildung 3.16 zeigt die Ergebnisse von zwei Cumulus-, einer Stratocumulus- und der homogenen Wolkensituation für moderate Zenitwinkel bezüglich des Betrachters (ohne  $75^\circ$  und  $85^\circ$ ). Bei diesem Vergleich kann man zum einen erkennen, dass die Unterschiede zwischen G-SHDOM und G-Helio insbesondere für den Cumulus-Fall deutlicher werden, und die Ergebnisse für Stratocumulus und den homogenen Fall für einen Sonnenzenitwinkel bis  $60^\circ$  gut übereinstimmen. Dies ist auch nicht überraschend, da sich die Art der Bewölkung von Stratocumulus und der hier künstlich erzeugten homogenen Wolkenschicht ähneln und daher auch keine völlig unterschiedlichen Ergebnisse liefern sollten. Die Stratocumulus ist in sich zwar sehr heterogen, bedeckt den Himmel aber fast vollständig. Sie ist daher der konstruierten homogenen Situation ähnlicher als dem Cumulus-Fall. Dieser ist dagegen ein typisches Beispiel einer stark heterogenen Wolkenstruktur. Zum anderen lässt der Vergleich erkennen, dass die Tendenzen jeweils bis zu einem Sonnenzenitwinkel von  $60^\circ$  erhalten bleiben. Bei Winkeln darüber hinaus bleiben diese Tendenzen nicht bestehen und zeigen auch keine Regelmäßigkeiten oder Systematik. Dies verdeutlichen auch die Ergebnisse der Untersuchung weiterer Cumulusausschnitte. Da das ursprüngliche Cumulus-Feld deutlich größer als der zum Vergleich betrachtete  $12 \text{ km}^2$ -Ausschnitt ist, bestand durch Betrachtung anderer Ausschnitte die Möglichkeit zur Validation der Beobachtungen für diese Wolkensituation. Die Grafik oben rechts in Abbildung 3.16 zeigt das exemplarische Ergebnis eines weiteren der insgesamt vier betrachteten Ausschnitte aus dem gesamt zur Verfügung stehenden Cumulus-Feld. Man kann erkennen, dass die Entwicklungen einander entsprechen und die ursprünglich beobachtete Tendenz wird bestätigt, wenn auch der Bias in der Größe variiert. Bestätigt wird auch, dass die Relationen der untersuchten Größen sich ab einem Sonnenzenitwinkel von ca.  $60^\circ$  teilweise erheblich ändern und sogar umkehren können. Daher erscheint es sinnvoll, die Untersuchungen auf die moderaten Sonnenzenitwinkel bis etwa  $60^\circ$  zu beschränken. Eine weitere Studie belegte, dass zusätzlich zu den zenitwinkelabhängigen Effekten keine azimutalen Abhängigkeiten bzgl. des Sonnenstandes vorliegen.

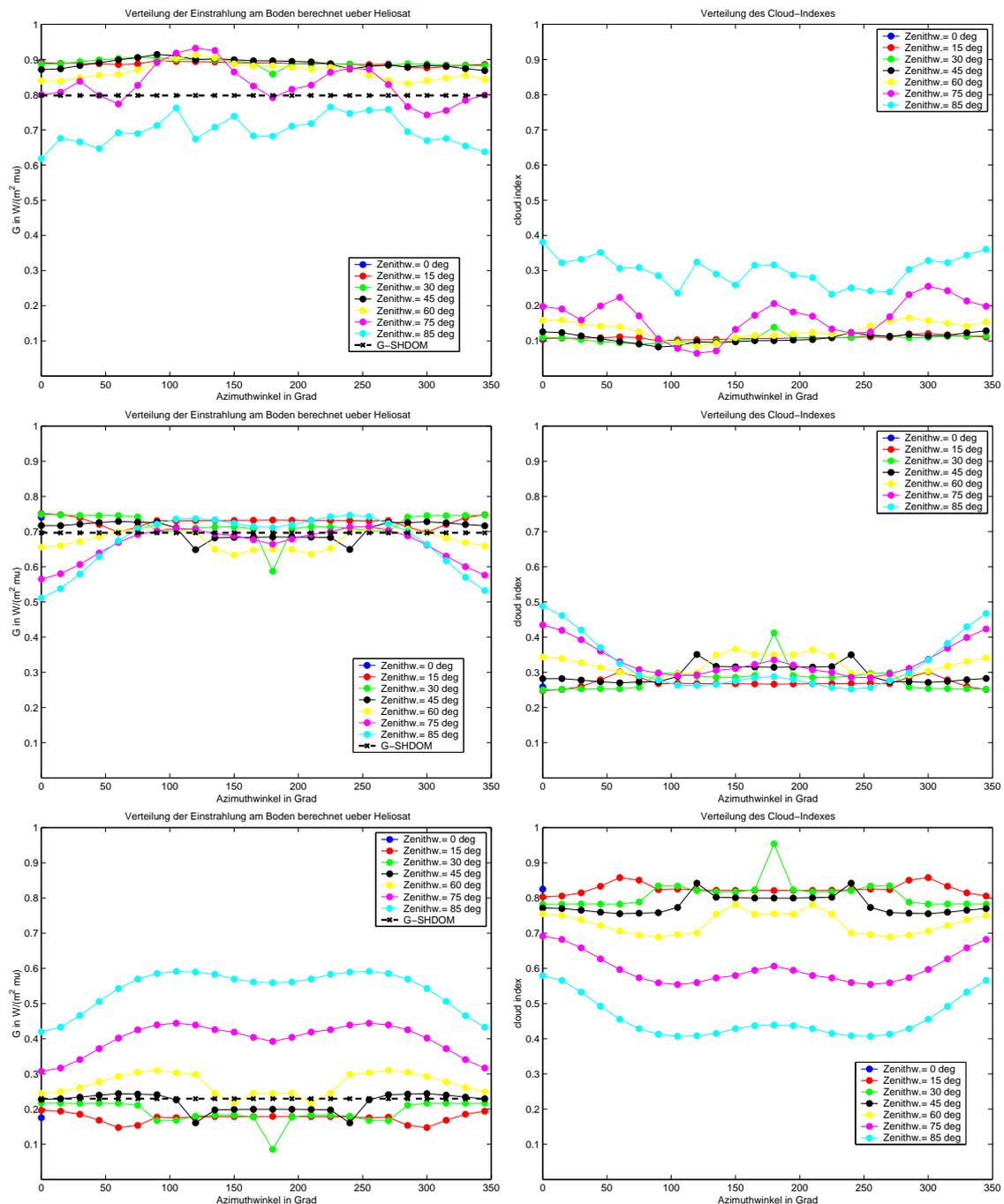


Abbildung 3.14: Links: Verteilung der Einstrahlung am Boden in  $W/(m^2 \mu m)$  für eine Wellenlänge von  $0.67 \mu m$  und einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  in Abhängigkeit von verschiedenen Standortgeometrien berechnet über das Heliosat-Verfahren im Vergleich mit dem direkten Modellergebnis (G-SHDOM). Rechts: die dazugehörige Verteilung des Cloudindex. Von oben nach unten: Cumulus, Stratocumulus, homogene Bewölkung.

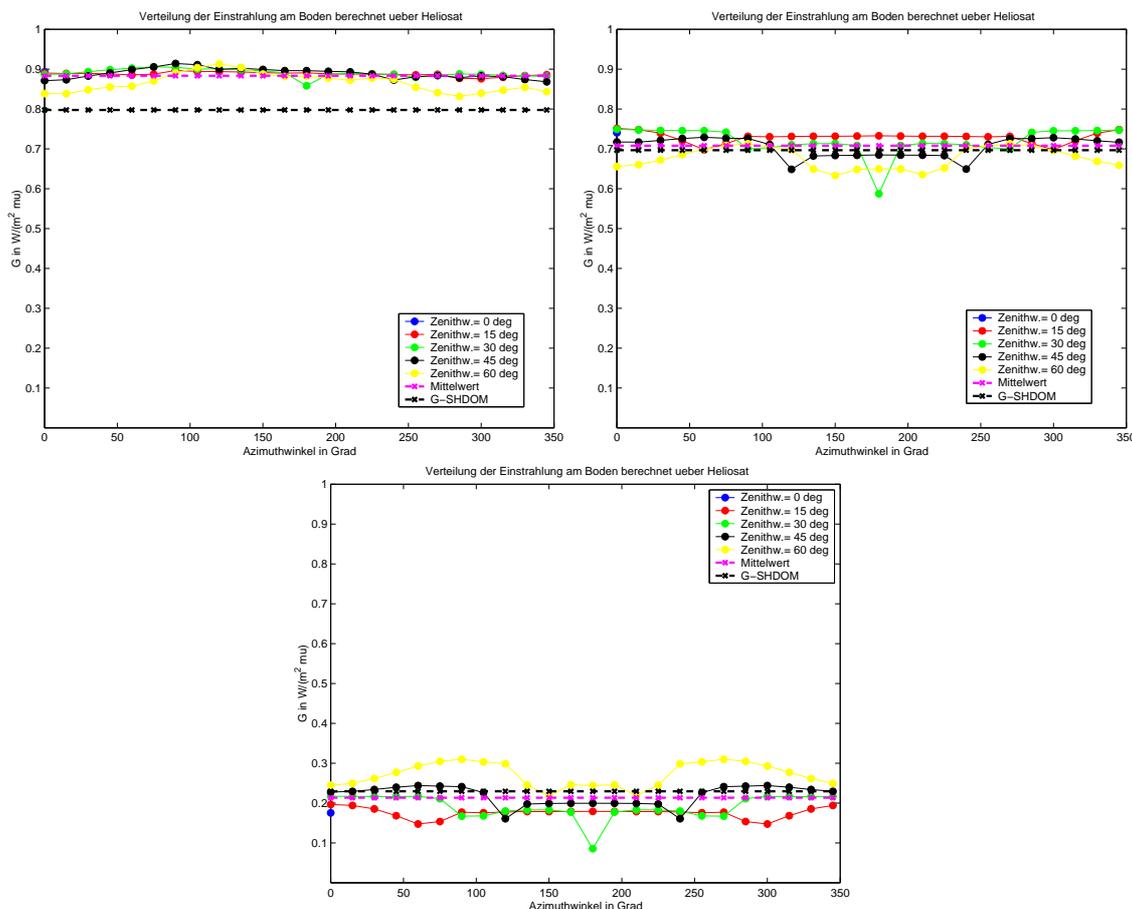


Abbildung 3.15: Verteilung der Einstrahlung am Boden für eine Wellenlänge von  $0.67\mu\text{m}$  und einen Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$  in Abhängigkeit von verschiedenen Standortgeometrien berechnet über das Heliosat-Verfahren sowie der Mittelwert dieser Ergebnisse (Mittelwert) im Vergleich mit dem direkten Modellergebnis (G-SHDOM). Oben links: Cumulus. Oben rechts: Stratocumulus. Unten: homogene Bewölkung.

Abbildung 3.17 zeigt die prozentuale Abweichung der Einstrahlung am „Boden“ berechnet über das Heliosat-Verfahren im Vergleich mit der direkt vom Modell berechneten. Man kann erkennen, dass in beiden Bewölkungssituationen die Einstrahlung am „Boden“ durch das Heliosat-Verfahren im Mittel überschätzt wird. Entscheidend ist dabei, dass die Überschätzung im Cumulus-Fall etwa 5 % mehr beträgt als in der Stratocumulus-Situation. Diese von der spezifischen Wolkensituation abhängigen Unterschiede zeigten sich ja auch in Abbildung 3.16. Der Cloudindex beträgt für die Stratocumulus-Situation im Mittel etwa 0.3 und für den Cumulus-Fall 0.15, s. Abb 3.14.

Daraus lässt sich folgender Ansatz entwickeln: Falls der Cloudindex, zusammen mit einem zu definierenden Toleranzbereich, geeignet ist, die spezifischen Wolkensituationen zu unterscheiden, sollte es möglich sein die bisherige  $n\text{-}k^*$ -Relation insbesondere für heterogene Bewölkungsstrukturen zu verbessern bzw. zu korrigieren. Nach den hier vorgestellten Modellergebnissen ist die Randbedingung für eine solche Korrektur, dass sie nur für moderate Geometrien sowohl bezüglich der Sonne als auch des Betrachters gültig und möglich ist. Um diesen Ansatz zu prüfen und erste Korrekturansätze zu entwickeln, wurde eine empirische Studie durchgeführt. Diese wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

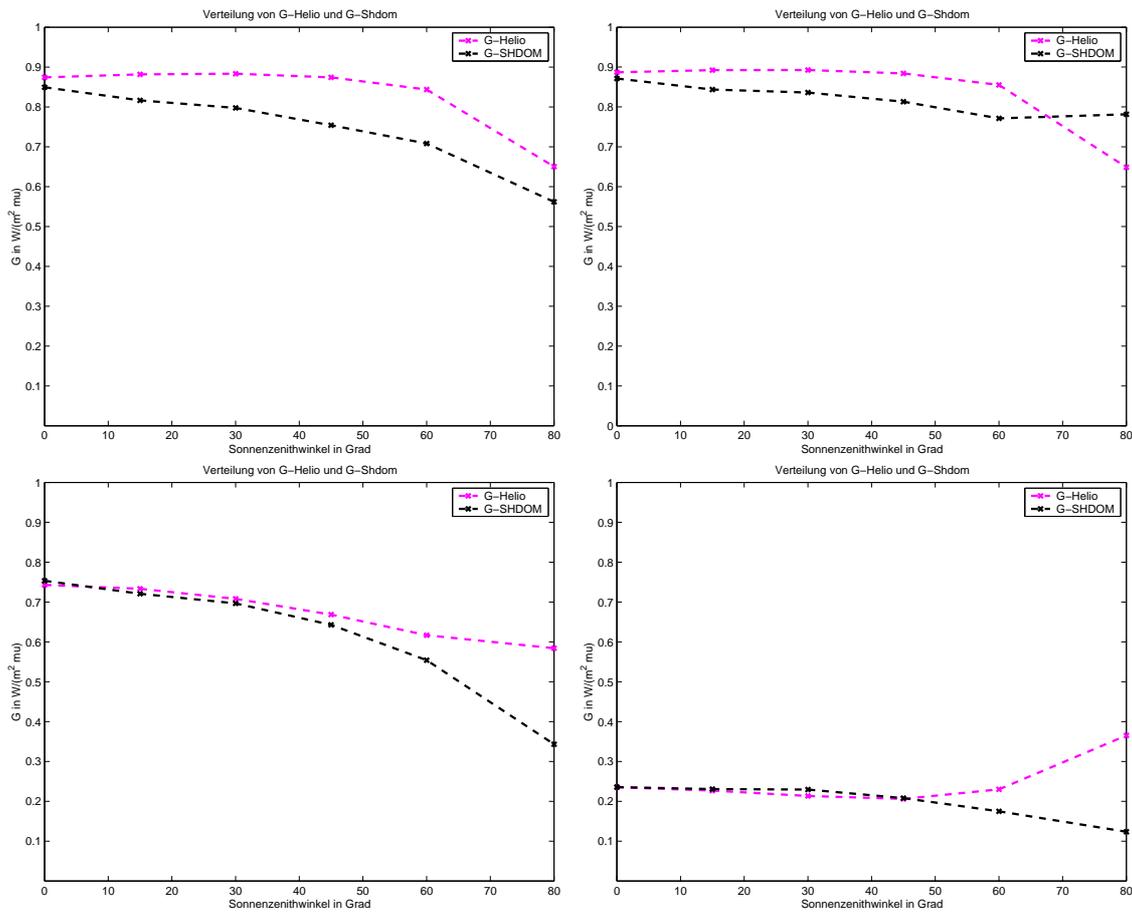


Abbildung 3.16: Die Ergebnisse für zwei Cumulus (oben), einen Stratocumulus (unten links) und den homogenen Fall (unten rechts), jeweils für den Fall der moderaten Zenitwinkel bezüglich des Betrachters (ohne  $75^\circ$  und  $85^\circ$ ).

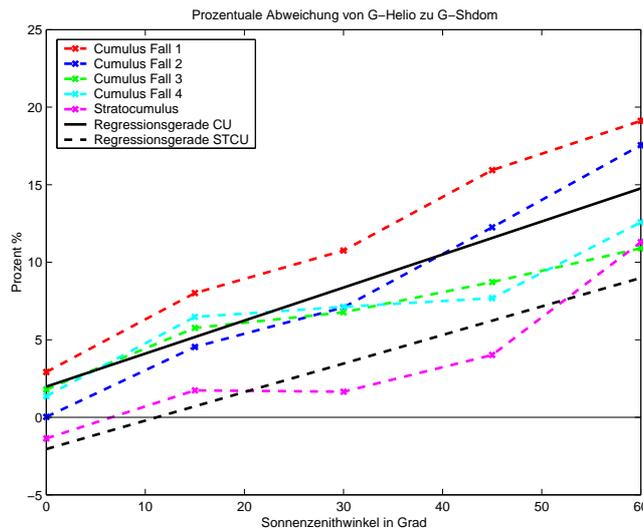


Abbildung 3.17: Prozentuale Abweichung der Einstrahlung am Boden berechnet über das Heliosat-Verfahren im Vergleich mit der direkt vom Modell berechneten, aufgetragen über dem Sonnenzenitwinkel. Dazu die Regressionsgeraden für die Cumulus-Fälle bzw. den Stratocumulus-Fall.

## 4 Empirische Studie

Motiviert durch die Ergebnisse der Modellrechnungen, wurde eine ausgedehnte empirische Studie durchgeführt. Die bisherigen Resultate führten zu der Annahme, dass eine Korrektur der bisherigen  $n$ - $k^*$ -Relation in Bezug auf 3D-Effekte möglich sein sollte, wenn eine Korrelation zwischen dem Cloudindex  $n$  und der spezifischen Wolkensituation besteht, s. Kapitel 3. Dazu werden im folgenden Bodendaten mit den Ergebnissen des Heliosat-Verfahrens verglichen, um diesen Ansatz anhand realer Daten zu überprüfen und mögliche Korrekturen aufzuzeigen.

Zunächst werden Bodendaten der solaren Einstrahlung aus Freiburg für die Monate Mai bis August des Jahres 2001 zum Vergleich mit den für diesen Standort aus Satellitendaten ermittelten Werten herangezogen. Der Zeitraum von Mai bis August wurde gewählt, da entsprechend der Modellergebnisse nur die Werte für eine Korrektur betrachtet werden sollen, deren zugehöriger Sonnenzenitwinkel unter  $60^\circ$  liegt. Die Analyse des Vergleiches führt zu ersten Korrekturansätzen, die in den ersten Unterabschnitten dieses Kapitels behandelt werden. In den darauf folgenden Unterkapitel werden die gewonnenen Resultate sowie die Übertragbarkeit der Ergebnisse für Bodendaten des Jahres 1999 für denselben Standort überprüft. Anschließend werden die Korrekturansätze mit Hilfe der Datensätze von 1999, 2000 und 2001 für Freiburg entwickelt, um zu gewährleisten, dass die gewonnenen Korrekturen nicht durch die Besonderheiten eines bestimmten Jahres verfälscht werden. Die berechneten Korrekturen werden dann auf Datensätze zweier weiterer Bodenstationen, Saarbrücken und Oldenburg, angewandt, um zu kontrollieren, ob die für Freiburg entwickelten Ansätze auf andere Standorte übertragbar sind.

### 4.1 Eine einfache Korrektur

In diesem Abschnitt wird eine erste einfache Korrektur entwickelt, über die eine Reduktion des Fehlers in der Bestimmung der solaren Einstrahlung möglich ist. Der verwendete Bodendatensatz besteht aus Globalstrahlungsdaten mit einer zeitlichen Auflösung von einer Minute. Diese Daten sollten mit den über dem Heliosat-Verfahren berechneten Daten für die solare Einstrahlung verglichen werden. An dieser Stelle kommt zum Tragen, was bereits in Kapitel 3.2 angesprochen wurde. Es wird ein instantan ermittelter Globalstrahlungswert, der für ein Pixel bzw. eine Fläche von ca.  $12 \text{ km}^2$  bestimmt wird, mit einem örtlich exakt bestimmten Wert verglichen. Um nun die Vergleichbarkeit zu verbessern, wurden die Bodendaten zu Halbstundenmitteln zusammengefasst. Diese Mittelwerte wurden so gelegt, dass die ersten 15 Minuten vor und die letzten 15 Minuten nach der Satellitenmessung lagen. Die Satellitenmessung erfolgte jede halbe Stunde. Durch diese Art der zeitlichen Mittelung der Bodenwerte versucht man, die räumliche Mittelung des Satellitenwertes auszugleichen und eine bessere Vergleichbarkeit zu erreichen. Der für die Berechnung des Clearskyindex  $k^*$  verwendete Cloudindex  $n$  ist ein aus  $5 \times 5$  Pixeln gemittelter Wert, da ein so bestimmter Mittelwert die besten Ergebnisse erzielt, s. [14].

Der Bodendatensatz besteht aus insgesamt 176.683 Datenpunkten, die Satellitendaten umfassen 5.856 Werte. Aufgrund der Mittelung der Bodendaten und der Beschränkung auf Sonnenzenitwinkel von unter  $60^\circ$ , reduziert sich der endgültige Datensatz für Freiburg von Mai bis August 2001 auf insgesamt 2.214 Datenpunkte.

Die für die Fehleranalyse des Heliosat-Verfahrens bisher am häufigsten verwendete Größe ist der *rmse* (root mean square error) bzw. der *Rrmse* (relative root mean square error). Diese Größen sind wie folgt definiert:

$$rmse = \sqrt{\frac{\sum_i (G_{S_i} - G_{g_i})^2}{n}} \quad (4.1)$$

$$Rrmse = \frac{\sqrt{\frac{\sum_i (G_{S_i} - G_{g_i})^2}{n}}}{\bar{G}_g} \quad (4.2)$$

Dabei ist  $G_{S_i}$  die Einstrahlung, die über das Heliosat-Verfahren berechnet wird und  $G_{g_i}$  die am Boden gemessene Einstrahlung,  $n$  ist die Anzahl der Werte (pro Bin) und  $\bar{G}_g$  der gemittelte Wert der Bodendaten (je Bin). Für die Analyse und die Bewertung der im Folgenden vorgestellten Korrekturen wurden im Wesentlichen diese beiden Größen benutzt. Als Bin wird in dieser Arbeit ein Cloudindexintervall einer bestimmten Breite aufgefasst. Alle Werte der jeweils untersuchten Größe, die in einem Cloudindexintervall bzw. Bin liegen, werden für dieses gemittelt.

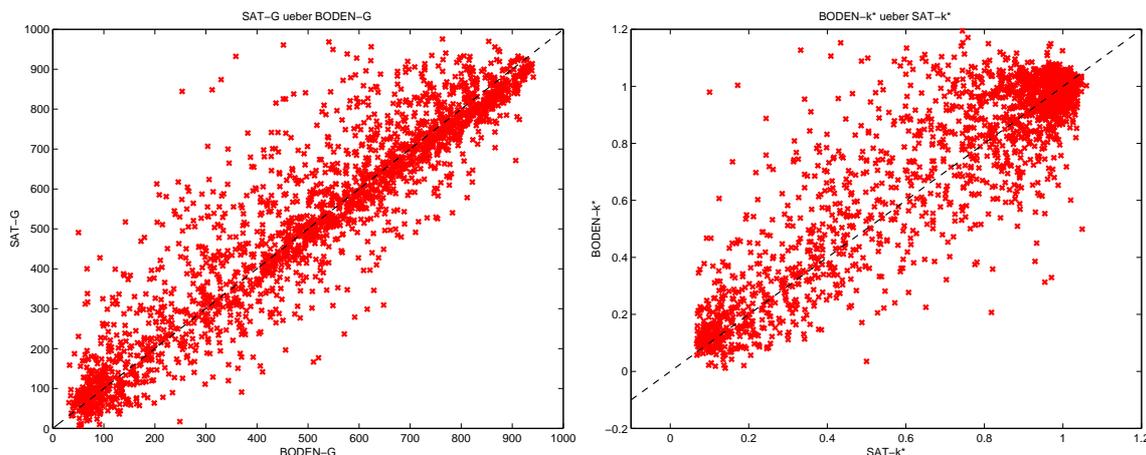


Abbildung 4.1: Links: Einstrahlung  $G$  in  $W/m^2$  ermittelt über das Heliosat-Verfahren aufgetragen über den Werten der Bodenmessung des Standortes Freiburg für Mai bis August 2001. Rechts: Clearskyindex  $k^*$  des Heliosat-Verfahrens aufgetragen über denen der Bodenwerte.

Das Heliosat-Verfahren liefert außer den Einstrahlungswerten auch die Werte für den Cloudindex  $n$ , den Clearskyindex  $k^*$ , die Globalstrahlung für den Clearsky-Fall und den Sonnenelovationswinkel. Die linke Grafik in Abbildung 4.1 zeigt die mit dem Heliosat-Verfahren bestimmte Einstrahlung. Der rmse liegt bei  $101.5 W/m^2$  und der Rrmse bei 0.195. Mit Hilfe der Clearsky-Einstrahlung ist es möglich, auch für die Bodendaten einen Clearskyindex  $k^*$  zu berechnen. Dieser wurde für die 30 Minutenbodenwerte bestimmt, um ihn mit dem Satelliten-Clearskyindex zu vergleichen, s. rechts Abb. 4.1. Der rmse liegt hier bei 0.146 und der Rrmse bei 0.197.

Die linke Grafik in Abbildung 4.2 zeigt die Menge an Datenpunkten über dem Cloudindex. Der für den

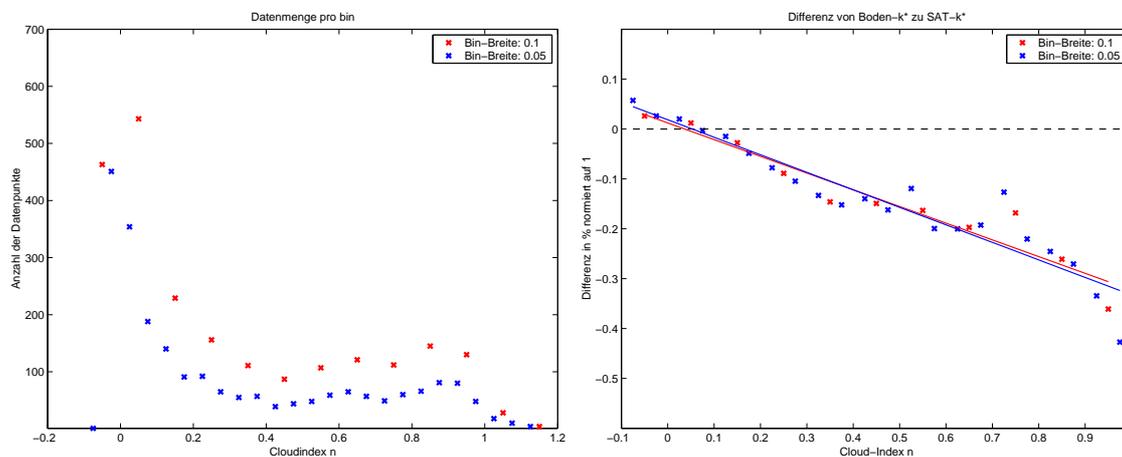


Abbildung 4.2: Links: Menge an Datenpunkten über dem Cloudindex. Die Datenpunkte wurden in Bins mit einer Breite von 0.1 bzw. 0.05 zusammengefasst. Rechts: Aufgetragen ist die Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent in Abhängigkeit vom Cloudindex  $n$ . Dazu ist die jeweilige zugehörige Regressionsgerade aufgetragen.

Clearskyindex relevante Bereich des Cloudindex geht entsprechend seiner Definition (Gl. 2.74) von -0.2 bis 1.2. Die Daten wurden in Bins mit einer Breite von 0.1 (rot) bzw. 0.05 (blau) zusammengefasst. Die Grafik zeigt, dass für den Bin von -0.2 bis -0.1 keine Daten und in den Bins von 1 bis 1.2 nur sehr wenige Datenpunkte liegen. Daher wurde die gesamte folgende Studie auf den Cloudindexbereich von -0.1 bis 1 beschränkt. Dies führt zu einer weiteren Reduktion der Datenmenge von 2.214 auf 2.182

Datenpunkte. Da eine cloudindexabhängige Korrektur entwickelt werden sollte, wurde die Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent über dem Cloudindex entsprechend der rechten Grafik in Abbildung 4.2 aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die besten Ergebnisse für niedrige Werte des Cloudindex zu erwarten sind. Für Werte größer 0.1 wird die Einstrahlung unterschätzt und dieser Fehler wächst mit steigendem Cloudindex. Für eine erste einfache Korrektur des über das Heliosat-Verfahren bestimmten Cloudindex wurde eine einfache Regressionsgerade durch die Datenpunkte gelegt. Die Gleichung der Regressionsgerade für Bins der Breite 0.1 hat die Form

$$y = 0,0121 - 0,3348 \cdot x. \quad (4.3)$$

Mit Hilfe dieser Regression kann der Clearskyindex wie folgt korrigiert werden. Zunächst wird der Clearskyindex  $k^*$  nach der bekannten  $n$ - $k^*$ -Relation berechnet (Gl. 2.74). Die Korrektur erfolgt anschließend über folgende Gleichung:

$$k^* = k^* + k^* \cdot (-0,0121 + 0,3348) \cdot n. \quad (4.4)$$

Durch diese einfache Korrektur verringert sich der Rmse der Einstrahlung von zuvor 0.195 auf 0.179 und der Fehler des Clearskyindex von 0.197 auf 0.185. Im Folgenden wurde überprüft, ob eine höhere Auflösung der Bins ein besseres Ergebnis erzielen kann. Wie Abbildung 4.2 zeigt, führt die Einführung von Bins mit einer Breite von 0.05 zu einem ähnlichen Resultat wie zuvor. Die Gleichung der Regressionsgerade lautet hier

$$y = 0,0185 - 0,3511 \cdot x. \quad (4.5)$$

Die Korrektur mit Hilfe dieser Regressionsgerade liefert für die Einstrahlung einen Rmse von 0.178 und ist praktisch mit dem Ergebnis für eine geringere Auflösung der Bin-Breite von 0.1 identisch, s. Tabelle 4.1. Wie man im Vergleich der Grafiken in Abbildung 4.3 erkennen kann, führt die hier eingeführte und simple

	Original 2001	Einfache Korrektur, Bin-Breite: 0,1	Einfache Korrektur, Bin-Breite: 0,05
<b>Rmse-G</b>	0.195	0.179	0.178
<b>Rmse-k</b>	0.197	0.185	0.184
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	92.9	92.6
<b>rmse-k</b>	0.146	0.137	0.137

Tabelle 4.1: Freiburg, Mai - August 2001: Vergleich der Fehler von den nicht korregierten Daten (original) mit den korregierten Daten, einmal mit einer Bin-Breite von 0.1 und einmal 0.05.

Korrektur zu einem leicht anderen Verlauf der über das Heliosat-Verfahren berechneten Werte. Man kann in der unkorrigierten Version erkennen, dass insbesondere im mittleren Cloudindexbereich zwischen ca. 0.2 und 0.8 mehr Bodenwerte deutlich über der  $n$ - $k^*$ -Funktion liegen als darunter. Die Korrektur führt zu einer Anpassung der  $n$ - $k^*$ -Relation an diese Verteilung der Bodenwerte und damit zu einer Verringerung des Fehlers. Zu bemerken ist, dass die hier eingeführte Korrektur alle über das Heliosat-Verfahren berechneten Werte betrifft. Ziel soll es jedoch sein, insbesondere die Fehler zu detektieren und zu korrigieren, die durch heterogene Bewölkung bedingt sind. Aufgrund der Definition des Cloudindex ist zu erwarten, dass heterogene Bewölkungssituationen vor allem durch Cloudindizes im mittleren Bereich von ca. 0.2 bis 0.8 beschrieben werden. Da die Korrektur insbesondere in diesem mittleren Bereich zu einer Anpassung führt, könnte man vermuten, dass dadurch Effekte durch heterogene Bewölkung korrigiert werden. Jedoch lässt sich durch diese Untersuchung nicht eindeutig feststellen, ob die dort zu beobachtenden „Ausreißer“ aus 3D-Wolkeneffekten resultieren oder statistischer Natur sind. Wie die Modellrechnungen in Kapitel 3.2 zeigten, kann eine wichtige Teilkomponente des Fehlers insbesondere bei heterogenen Bewölkungssituationen durch den Vergleich von Punktmessungen mit Flächenmitteln verursacht sein. Eine durch heterogene Bewölkung verursachte hohe räumliche Variabilität führt zu einem statistischen Fehler. Diese räumliche Variabilität kann aber auch als Indikator für durchbrochene Bewölkung dienen.

Im Folgenden sollen einige Ansätze angeführt werden, die versuchen, möglichst nur die 3D bedingten Fehler über Nutzung der räumlichen Variabilität zu bestimmen und anschließend zu korrigieren.

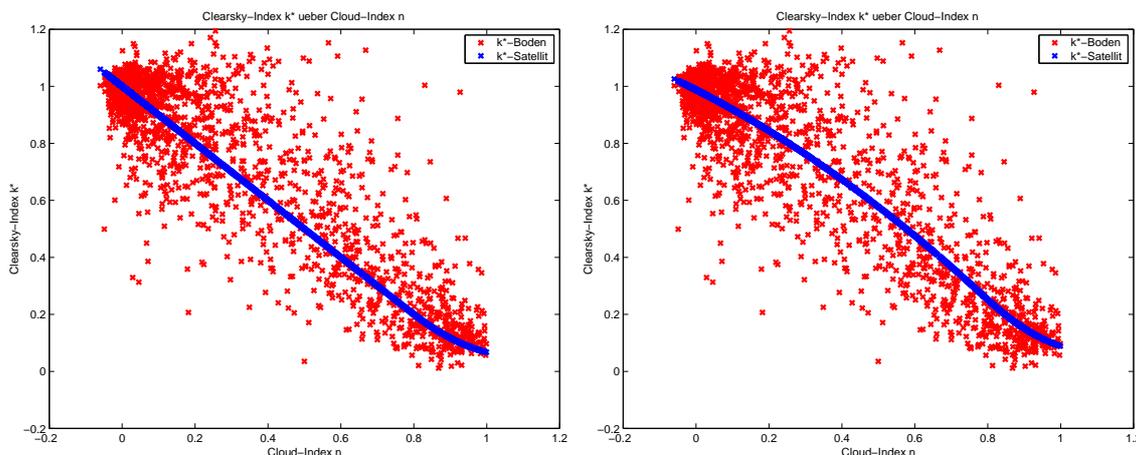


Abbildung 4.3: Clearskyindex  $k^*$  aufgetragen über dem Cloudindex  $n$ . Die Werte entsprechend der Bodenmessungen in rot, und die über das Heliosat-Verfahren berechneten in blau. Links sind die auf Basis der Satellitendaten berechneten Werte mit der ursprünglichen  $n$ - $k^*$ -Relation bestimmt worden, rechts mit der korrigierten Version (Bin-Breite 0.1).

## 4.2 Korrektur mit Hilfe eines Variabilitätsmaßes

Wie die Ergebnisse der in Kapitel 4.1 eingeführten einfachen Korrektur der bisherigen  $n$ - $k^*$ -Relation zeigten, handelt es sich dabei vor allem um eine Anpassung an einige „Ausreißer“ im mittleren Cloudindexbereich. Falls diese Ausreißer mit einer hohen räumlichen Variabilität in Beziehung stehen, sollte es möglich sein, eine Korrektur nur für diese Situationen zu entwickeln.

Als Variabilitätsindex ist prinzipiell ein räumliches oder zeitliches Maß verwendbar. Wobei für die Beschreibung der räumlichen Heterogenitäten von durchbrochener Bewölkung ein räumliches Maß als sinnvoller erscheint. Der Cloudindex wird hier über  $5 \times 5$  Pixel gemittelt, wodurch es möglich ist, für diesen so berechneten Wert eine Standardabweichung zu bestimmen. Dieser Wert wird im Folgenden als räumliches Variabilitätsmaß interpretiert und kann zeitlich zum zugehörigen Bodenwert in Beziehung gesetzt werden.

Als Beispiel sind in Abbildung 4.4 zwei Grafiken desselben Bins von 0.6 bis 0.7 zu sehen. Die Fehlerbalken an den Bodenwerten sind jedoch nicht die Fehler des Bodenwertes, sondern sind die Standardabweichungen zu den zugehörigen Cloudindizes  $n$ , berechnet über das Heliosat-Verfahren. Damit wird erkennbar, ob die Standardabweichung vom Cloudindex als Maß für die räumliche Variabilität geeignet ist, und ob mit Hilfe dieser Größe die Ausreißer identifiziert werden können. Die schwarze Linie stellt die Regressionsgerade für die Bodenwerte dar, deren zeitlich zugehöriges Variabilitätsmaß den jeweiligen Schwellwert nicht übersteigt. Die rote Linie ist entsprechend die Regressionsgerade für die Bodenwerte deren Variabilitätsmaß den Schwellwert übersteigt. Die hier verwendeten Schwellwerte liegen bei 0.16 in der linken Grafik und 0.1 in der rechten. Legt man für das Variabilitätsmaß einen Schwellwert von 0.1 fest, kann man erkennen, dass die Regressionsgerade für die Bodenwerte unterhalb des zugehörigen Schwellwertes gut mit den über das Heliosat-Verfahren berechneten Werten übereinstimmt. Dagegen liegt die rote Regressionsgerade deutlich über den Heliosat-Werten. Dies macht deutlich, dass die bereits zuvor beobachtete Unterschätzung des Clearskyindexes und damit der Einstrahlung am Boden durch das Heliosat-Verfahren mit einer hohen räumlichen Variabilität einhergeht. Diese hohe räumliche Variabilität des Cloudindexes kann zum einen mit heterogenen Wolkensituationen korreliert sein, zum anderen kann sie auch durch den Vergleich von Punktmessungen mit Flächenmitteln mitverursacht sein, wobei aber auch diese statistischen Fehler als Indikator für durchbrochene Bewölkung dienen können. Es bestätigt sich damit die Vermutung, dass die Standardabweichung des Cloudindexes als räumliches Variabilitätsmaß zur Identifikation, der durch Heterogenitäten verursachten Fehler eingesetzt werden kann. Es erscheint also sinnvoll, darauf basierend Korrekturansätze zu entwickeln.

Es soll nun ein geeigneter Schwellwert für den gesamten Cloudindexbereich gefunden werden. Dazu wurde

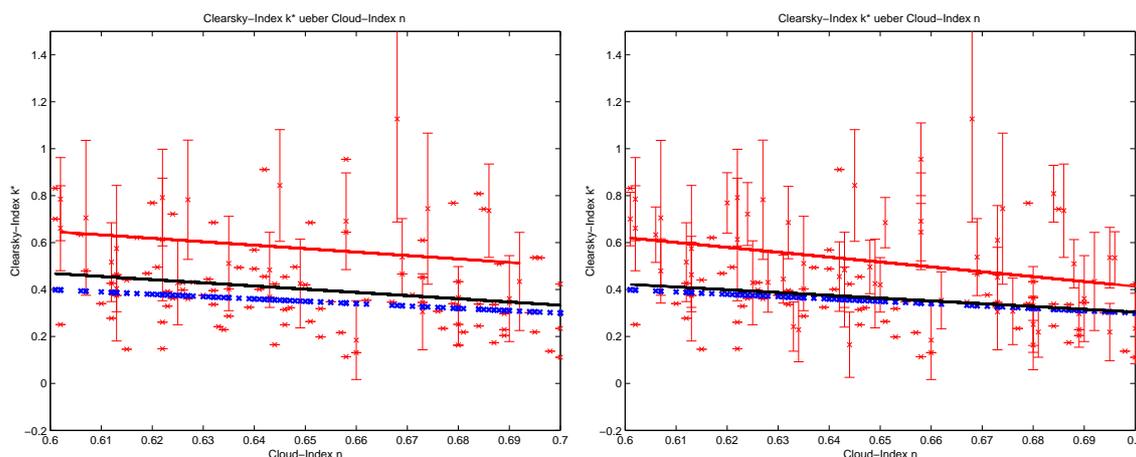


Abbildung 4.4: Alle Grafiken zeigen den Clearskyindex aufgetragen über dem Cloudindex für dasselbe Bin von 0.6 bis 0.7; in rot die Werte entsprechend der Bodenmessung; in blau die über das Heliosat-Verfahren berechneten; in schwarz die Regressionsgerade für die Bodenwerte, deren zugehöriges Variabilitätsmaß den jeweiligen Schwellwert nicht übersteigt; in rot dagegen die Regressionsgerade für die Bodenwerte, deren Variabilitätsmaß den Schwellwert übersteigen, die hier zugehörigen Bodenwerte sind mit roten Fehlerbalken markiert. Diese Fehlerbalken sind jedoch nicht die Fehler des Bodenwertes, sondern sind die Standardabweichungen zu den zugehörigen Cloudindizes  $n$ . Die Grafiken unterscheiden sich durch unterschiedliche Variabilitätsmaße, die als Schwellwert eingesetzt wurden, er liegt links bei 0.16 und rechts bei 0.1.

die Anzahl der Clearskywerte  $k^*$  pro Bin in Abhängigkeit von der Standardabweichung des Cloudindexes betrachtet (Abb. 4.5 links). Die rechte Grafik in Abb. 4.5 scheint die Annahme zu bestätigen, dass die

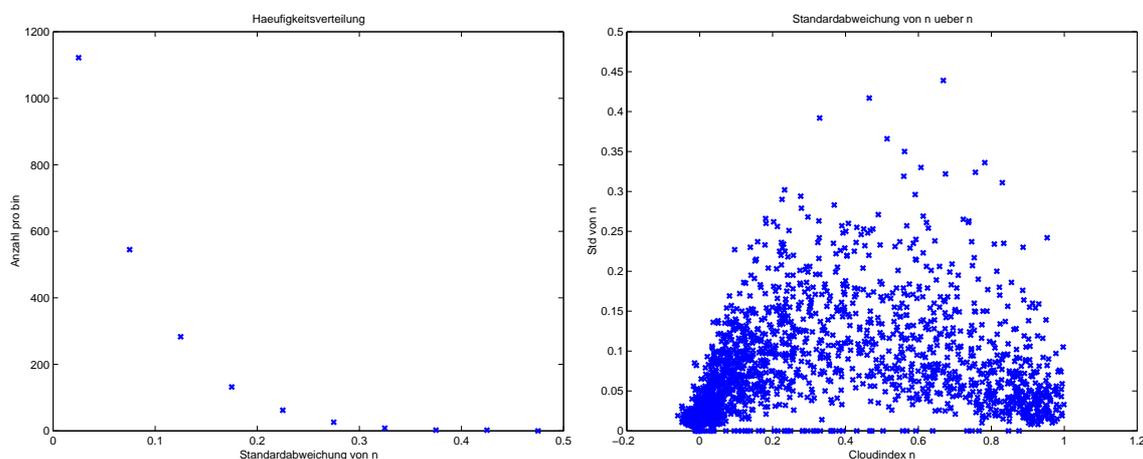


Abbildung 4.5: Links: Anzahl von  $k^*$  pro Bin in Abhängigkeit von der Standardabweichung des Cloudindexes. Die Bin-Breite beträgt 0.05 und die Daten basieren auf den Werten des Jahres 2001. Rechts: Standardabweichung des Cloudindexes aufgetragen über dem Cloudindex (Jahr 2001). Besonders im mittleren Bereich sind hohe räumliche Variabilitäten zu erkennen.

Ausreißer vor allem im mittleren Cloudindexbereich liegen und daher mit einer hohen räumlichen Variabilität korreliert zu sein scheinen. Der betrachtete Datensatz enthält insgesamt 2.182 Werte. Bei einem Schwellwert von 0.15 liegen 89,4 % unterhalb der Schwelle und würden damit nicht korrigiert werden. Bei einem Schwellwert von 0.1 liegen 76,4 % unterhalb des Schwellwertes. Abbildung 4.6 zeigt nun, wie gut die Ausreißer in den Bodenmessungen mit einer hohen räumlichen Variabilität des über den Satelliten

bestimmten Cloudindexes korrelieren. Die schwarzen Punkte sind die Bodenwerte, die mit einer so hohen

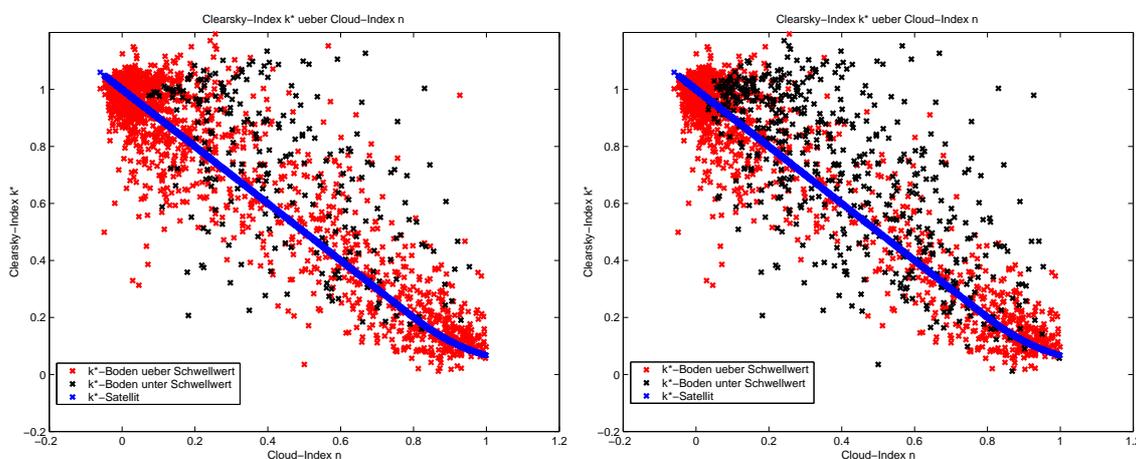


Abbildung 4.6: *Clearskyindex aufgetragen über dem Cloudindex. Rot markiert sind die Bodenwerte (Jahr 2001), deren zugehöriges Variabilitätsmaß den Schwellwert (links: 0.15, rechts: 0.1) nicht überschreitet, in schwarz die Bodenwerte, die den Schwellwert überschreiten. In blau sind die über das Heliosat-Verfahren berechneten Werte zu erkennen.*

räumlichen Variabilität verbunden sind, dass der Schwellwert überschritten wird, während das Variabilitätsmaß der roten Punkte unterhalb des Schwellwertes liegt. Ein Schwellwert von 0.15 scheint zu hoch zu sein, da noch relativ viele Ausreißer nicht als solche identifiziert wurden (Abb. 4.6 links). Dagegen sind bei einem Schwellwert von 0.1 nahezu alle Ausreißer markiert (Abb. 4.6 rechts).

Basierend auf dem eingeführten Variabilitätsmaß und einem Schwellwert von 0.1 wurden im Laufe der Arbeit unterschiedliche Korrekturansätze verfolgt und untersucht. Eine Beschreibung dieser unterschiedlichen Varianten findet sich im Anhang (Kapitel 6.1 und 6.2). An dieser Stelle soll nur der Ansatz erklärt werden, der die besten Resultate erzielte und im Folgenden weiter Verwendung findet.

Für die Entwicklung der einfachen Korrektur aus Kapitel 4.1 wurde eine Regressionsgerade auf Basis des Rmse bestimmt. Weitere Studien zeigten jedoch, dass der Rmse nicht als bestes Mittel zur Entwicklung von Korrekturen geeignet sein muss (Anhang 6.2). Daher wurden weitere Untersuchungen durchgeführt, bei denen eine Regressionsgerade direkt für die Clearskyindizes der Bodenmessungen bestimmt wurde. Es wurden aber nur die Clearskyindizes zur Ermittlung der Regressionsgerade hinzugenommen, dessen zeitlich zugehörige Standardabweichung des Cloudindexes vom Satellitensignals den Schwellwert von 0.1 überschritt. Weitere Studien zeigten, dass durch eine zusätzliche Randbedingung das Ergebnis verbessert werden kann (Anhang 6.2). Die zusätzliche Randbedingung lautet, die Korrektur auf den Cloudindexbereich  $n \geq 0.1$  zu beschränken. Die so gefundene Regressionsgerade in der  $n$ - $k^*$ -Verteilung für 2001 lautet

$$y = 1,0449 - 0,8160 \cdot x. \quad (4.6)$$

Über  $y = k^*$  und  $x = n$  ergeben sich die korrigierten Clearskyindizes. Auf diese Weise werden aber nur die Clearskyindizes korrigiert, deren Variabilitätsindex den Schwellwert überschreitet (Abb. 4.7). Durch diese variabilitätsabhängige Korrektur reduziert sich der Rmse der Einstrahlung von zuvor 0.195 auf 0.173 und der Fehler des Clearskyindexes von 0.197 auf 0.179. Damit ist dieses Resultat geringfügig besser als das der einfachen Korrektur (Tabelle 4.2). Statt aller Werte werden nun aber lediglich 22 % der Daten korrigiert. Dies ist ein klarer Vorteil gegenüber der einfachen Korrektur, in der die bisherige  $n$ - $k^*$ -Relation für alle Werte korrigiert wurden. Die Korrektur mit Hilfe eines Variabilitätsmaßes ermöglicht eine zusätzliche Differenzierung und die Einführung von zwei Variabilitätsklassen. Die bisherige und bewährte  $n$ - $k^*$ -Relation kann für die meisten Werte weiterhin genutzt werden und nur die Werte werden korrigiert, die besonders stark zum Fehlermaß beitragen. Zudem ist es so möglich, die Ursache der Fehler

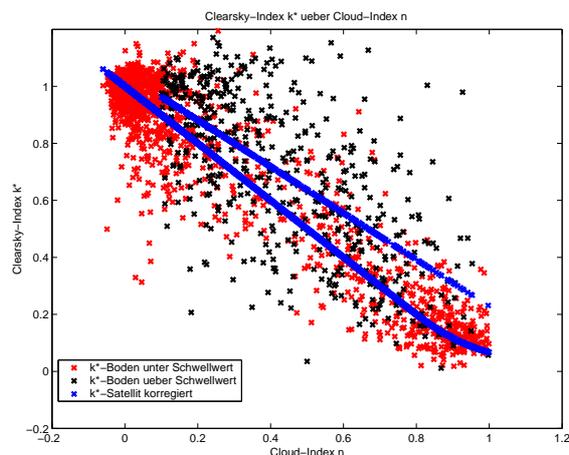


Abbildung 4.7: Variabilitätsabhängige Korrektur über eine Regressionsgerade beschränkt auf den Bereich  $n \geq 0.1$  für 2001. Diese Art der Korrektur lieferte unter Ausnutzung des räumlichen Variabilitätsmaßes die besten Ergebnisse.

	Original 2001	variabilitätsabh. korrigiert	Einfache Korrektur Bin-Breite:0,1
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.173	0.179
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.179	0.185
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	89.9	92.9
<b>rmse-k</b>	0.146	0.133	0.137

Tabelle 4.2: Vergleich der Fehler zwischen unkorrigierten Daten (Original) und den variabilitätsabhängig korrigierten Daten für das Jahr 2001. Zum Vergleich zusätzlich die Ergebnisse der einfachen Korrektur.

und die Reduktion dieser im weitesten Sinne den Effekten von heterogener Bewölkung zuzuschreiben. Immer unter der Berücksichtigung, dass diese Fehler auch durch den Vergleich unterschiedlicher Größen, von Punktmessungen mit Flächenmitteln, mitverursacht sein kann.

In den folgenden Kapiteln sollen diese zwei vorgestellten Ansätze verfolgt und geprüft werden. Zum einen der in Kapitel 4.1 erläuterte einfache Korrekturansatz und zum anderen der zuletzt vorgestellte Ansatz, basierend auf dem Variabilitätsmaß und der zusätzlichen Randbedingung, dass nur die Clearskyindizes korrigiert werden, deren zugehöriger Cloudindex  $\geq 0.1$  ist. Beide Ansätze werden für Daten eines anderen Jahres des Standorts Freiburg sowie für größere Datensätze geprüft. Anschließend wird die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Standorte analysiert.

### 4.3 Übertragbarkeit auf Daten eines anderen Jahres

Um die bisherigen Ergebnisse und die Übertragbarkeit der für einen Datensatz entwickelten Korrekturen zu prüfen, wurde ein zweiter Datensatz verwendet. Dieser Satz von Bodenmessungen stammt ebenfalls aus Freiburg, jetzt für die Monate Mai bis August des Jahres 1999. Die Bodendaten enthalten 177.120 Datenpunkte, die Satellitendaten 5.856. Wie zuvor verringert sich die Menge durch die Mittelung der 1-min Bodendaten zu 30-min-Mitteln und durch die Einschränkung, dass der Sonnenzenitwinkel kleiner  $60^\circ$  sein soll, auf 2.070. Ein weitere Reduzierung auf letztlich 1.952 Datenpunkte erfolgt durch die Beschränkung auf einen Cloudindexbereich von  $-0.1 \leq n \leq 1$ , unabhängig von der hier tatsächlich vorhandenen Datenmengen in den anderen Cloudindexbereichen. Damit die Vergleichbarkeit der Ergebnisse gewährleistet werden kann, muss diese Einschränkung genauso eingeführt werden wie für den ersten Datensatz von 2001.

### 4.3.1 Einfache Korrektur

Zunächst wurden die Rechnungen, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, für diesen zweiten Datensatz wiederholt. Abbildung 4.8 zeigt die beiden Grafiken für die Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent aufgetragen über den Cloudindex sowie die Grafik für die Datenmenge pro Bin in Abhängigkeit von der Bin-Breite. Es bestätigt sich hier das Ergebnis, dass eine höhere Auflösung der Bin-Breite keine

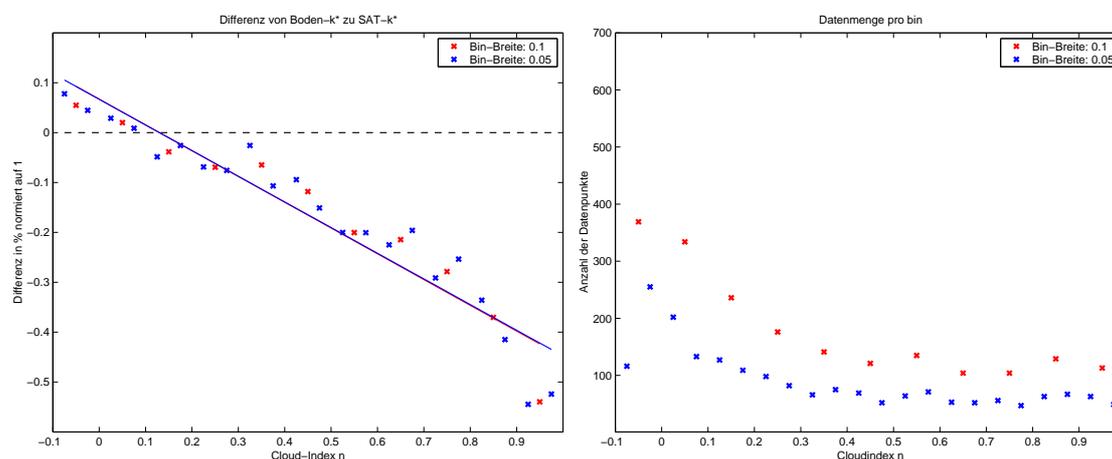


Abbildung 4.8: Links ist die Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent aufgetragen über den Cloudindex zu erkennen, rechts die Datenmenge pro Bin. Einmal für eine Bin-Breite von 0.1 (rot) sowie für 0.05 (blau).

zusätzlichen Informationen liefert und die Regressionsgeraden sich in beiden Fällen entsprechen. Die Gleichung lautet für Bins der Breite 0.1

$$y = 0,0669 - 0,5163 \cdot x, \quad (4.7)$$

bzw. für Bins der Breite 0.05

$$y = 0,0668 - 0,5143 \cdot x. \quad (4.8)$$

Mit Hilfe dieser Regressionsgeraden wird entsprechend Gl. 4.4 eine einfache Korrektur eingeführt. Diese Korrektur führt wie zuvor zu einer Verbesserung von ca. 2 %, s. Tabelle 4.3. Vergleicht man die

	Original 1999	Einfache Korrektur, Bin-Breite: 0,1	Einfache Korrektur, Bin-Breite: 0,05
<b>Rrmse-G</b>	0.225	0.202	0.202
<b>Rrmse-k</b>	0.222	0.206	0.206
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	116.0	103.9	103.9
<b>rmse-k</b>	0.160	0.148	0.148

Tabelle 4.3: Freiburg, Mai - August 1999: Vergleich der Fehler von den nicht korrigierten Daten (original) mit den korrigierten Daten, einmal mit einer Bin-Breite von 0.1 und einmal 0.05.

Regressionsgeraden für 1999 mit denen des ersten Datensatzes von 2001 (Abb. 4.2) erkennt man eine Übereinstimmung der prinzipiellen Tendenzen. Für den zweiten Datensatz fallen die Regressionsgeraden jedoch stärker ab, und der Schnittpunkt der Regressionsgerade mit der Nulllinie verschiebt sich von ca. 0.05 auf ca. 0.15. Entsprechend ist zu erwarten, dass eine Übertragung der mit Hilfe des ersten Datensatzes bestimmten Korrektur auf den zweiten Datensatz zwar eine Verbesserung im Vergleich zum unkorrigierten Fall bringen sollte. Diese sollte jedoch nicht so deutlich ausfallen, wie die Anwendung der aus dem eigenen Datensatz entwickelten Korrektur. Wie die Ergebnisse in Tabelle 4.4 allerdings zeigen, fallen die Unterschiede nur sehr gering aus. Der größte prozentuale Unterschied beträgt 0.4 %. Entsprechend

2001 auf '99 angewandt	Original 1999	Einfache Korrektur, Bin-Breite: 0,1
<b>Rrmse-G</b>	0.225	0.206
<b>Rrmse-k</b>	0.222	0.206
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	116.0	105.9
<b>rmse-k</b>	0.160	0.148

Tabelle 4.4: Freiburg, Mai - August 1999: Vergleich der Fehler von den nicht korrigierten Daten (original) mit den korrigierten Daten, dabei wurde die für 2001 entwickelte Korrektur auf die Daten von 1999 angewandt.

positiv sind die Resultate, die sich bei einer Anwendung der für '99 entwickelten Korrekturen auf den 2001'er Datensatz ergeben, s. Tabelle 4.5 im Vergleich mit Tabelle 4.1. Die bisherigen Ergebnisse deuten

'99 auf 2001 angewandt	Original 2001	Einfache Korrektur, Bin-Breite: 0,1
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.179
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.188
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	93.1
<b>rmse-k</b>	0.146	0.140

Tabelle 4.5: Freiburg, Mai - August 2001: Vergleich der Fehler von den nicht korrigierten Daten (original) mit den korrigierten Daten, hier wurde jetzt die für 1999 entwickelte Korrektur auf die Daten von 2001 angewandt.

darauf hin, dass die einfache Korrektur gute Eigenschaften bzgl. der Übertragbarkeit besitzt. Dies ist eine entscheidene Eigenschaft, die ein möglicher Korrekturansatz für das derzeitige Heliosat-Verfahren haben muss. Nur dann ist gewährleistet, dass eine mit historischen Daten entwickelte Korrektur auf neue Daten anwendbar und somit überhaupt für die Zukunft nutzbar ist.

Abbildung 4.9 zeigt noch einmal die Ergebnisse der verschiedenen Korrekturen angewandt auf den Datensatz von 1999. Wie schon zuvor für den Datensatz 2001 wird die Fehleranalyse bestätigt. Fast über den gesamten Cloudindexbereich scheinen mehr Bodenwerte über den Heliosat berechneten Werten zu liegen. Für kleine Cloudindizes kehrt sich das Verhältnis um, so wie es auch in Abbildung 4.8 zu erkennen ist. Durch die einfache Korrektur wird insbesondere im mittleren Cloudindexbereich, in dem die meisten 3D-Effekte erwartet werden, eine bessere Übereinstimmung erzielt (Abb. 4.9 oben rechts). Der Verlauf der n-k\*-Relation bei Übertragung der für 1999 entwickelten Korrektur auf den 2001'er Datensatz zeigt eine weniger stark geschwungene Form, als bei Anwendung der aus dem eigenen Datensatz berechneten Korrektur (Abb. 4.9 unten). Die weniger geschwungene Form führt im mittleren Cloudindexbereich zu einer geringeren Anpassung. Dies wird jedoch dadurch ausgeglichen, dass die n-k\*-Relation jetzt besonders für die kleinen Cloudindizes, in dessen Bereich (-0.1 bis 0.1) die meisten Werte liegen, eine bessere Anpassung an die Verteilung der Bodenwerte erfährt.

Im nächsten Kapitel wird der Frage nachgegangen, ob auch die Übertragbarkeit der variabilitätsabhängigen Korrektur gegeben ist.

### 4.3.2 Variabilitätsabhängige Korrektur

In diesem Kapitel soll nun auch die variabilitätsabhängige Korrektur für den Datensatz von 1999 entwickelt werden. Anschließend wird geprüft, ob eine Übertragung der Korrekturen, die mit Hilfe des 2001er Datensatzes gewonnen wurden, möglich ist, und zu welchen Ergebnissen dies führt.

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben wird bei dieser Art der Korrektur eine Regressionsgerade direkt für die Clearskyindizes der Bodenmessungen bestimmt. Dabei werden nur die Clearskyindizes zur Ermittlung der Regressionsgerade hinzugenommen, dessen zeitlich zugehörige Standarabweichung des Cloudindex vom Satellitensignal den Schwellwert von 0.1 überschreiten. Zusätzlich gilt die Randbedingung, dass die

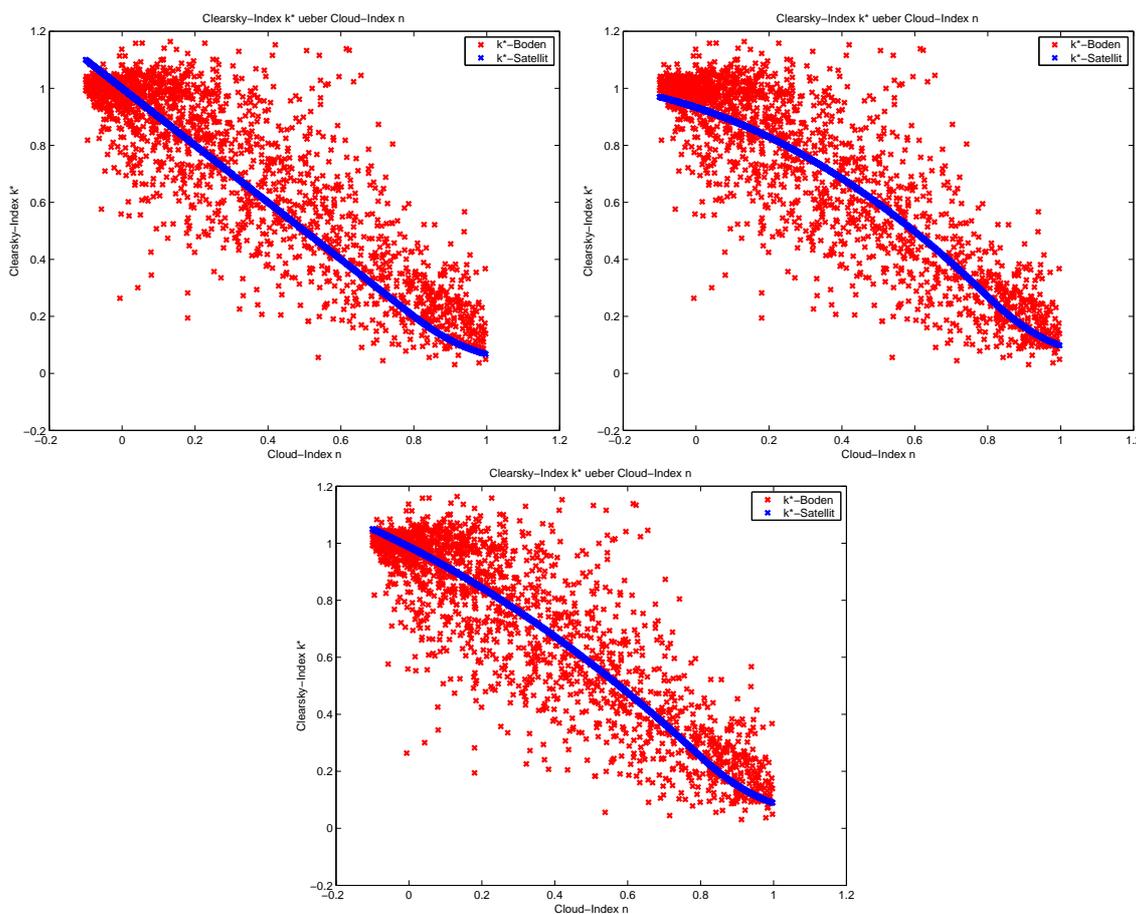


Abbildung 4.9: Clearskyindex über Cloudindex, die Daten stammen immer von 1999. Oben links mit der bisherigen unkorrigierten  $n$ - $k^*$ -Relation, oben rechts mit einfacher Korrektur entwickelt über '99er Daten. Unten werden die '99er Daten mit dem über die 2001er Daten entwickelten Korrekturansatz für eine Bin-Breite von 0.1 korrigiert.

Korrektur auf den Cloudindexbereich  $n \geq 0.1$  beschränkt ist. Die so gefundene Regressionsgerade in der  $n$ - $k^*$ -Verteilung für 1999 lautet

$$y = 1,0243 - 0,8343 \cdot x. \quad (4.9)$$

Durch diese variabilitätsabhängige Korrektur reduziert sich der Rmse der Einstrahlung von zuvor 0.225 auf 0.207 und der Fehler des Clearskyindex von 0.222 auf 0.207 (Tabelle 4.6). Für 1999 werden 35% der Werte korrigiert (Abbildung 4.10). Auch die Übertragung des für 2001 entwickelten Korrekturansatzes auf die Daten von 1999 liefert Resultate in derselben Größenordnung. Entsprechend ist das Ergebnis bei Übertragung der Korrektur für 1999 auf die Daten des Jahres 2001. Damit scheint auch die variabilitätsabhängige Korrektur gute Eigenschaften bezüglich der Übertragbarkeit zu haben. Dies ist eine wichtige Eigenschaft, um sicherstellen zu können, dass die auf historischen Daten entwickelten Korrekturen auch für zukünftige Datenmengen gültig sind. Die bisher untersuchten Datenmengen sind jedoch auf die Sommermonate beschränkt. Ziel soll es aber sein, Korrekturen zu entwickeln, die unter Beachtung der jeweiligen Randbedingungen auf Daten ganzer Jahre angewendet werden können. Daher werden die vorgestellten Ansätze im nächsten Kapitel für größere Datensätze entwickelt und überprüft.

	Original 1999	1999 kor.	'01 angewandt auf '99	Original 2001	'99 angewandt auf 2001
<b>Rrmse-G</b>	0.225	0.207	0.208	0.195	0.174
<b>Rrmse-k</b>	0.222	0.207	0.208	0.197	0.180
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	116.1	106.8	107.4	101.5	90.8
<b>rmse-k</b>	0.160	0.149	0.150	0.146	0.134

Tabelle 4.6: Vergleich der Fehler zwischen unkorrigierten Daten (Original) und den durch eine variabilitätsabhängigen Ansatz korrigierten Daten für Werte des Jahres 1999, sowie der Vergleich der Fehler bei Übertragung der für einen Jahresdatensatz entwickelten Korrekturen auf den jeweils anderen.

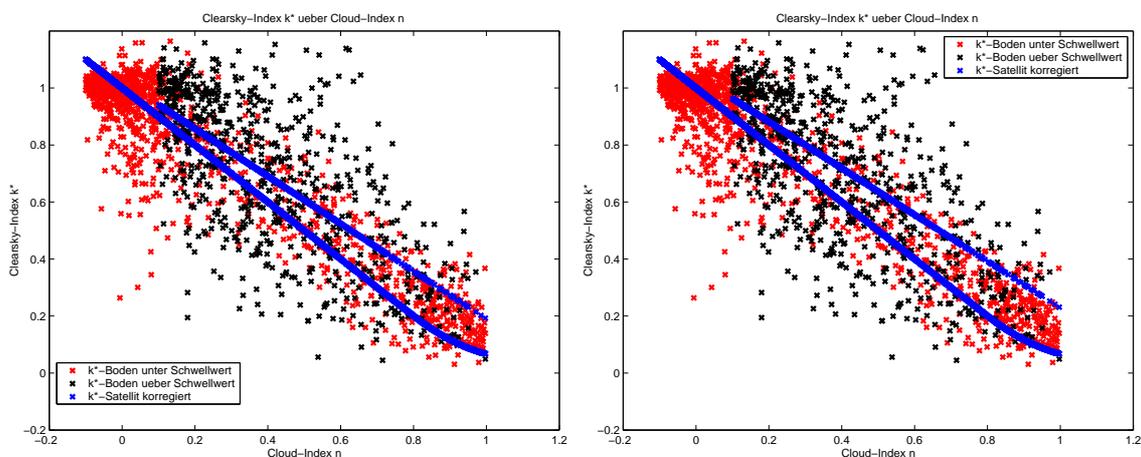


Abbildung 4.10: Variabilitätsabhängige Korrektur über eine Regressionsgerade beschränkt auf den Bereich  $n \geq 0.1$ . In der linken Grafik wurde die für 1999 entwickelte Korrektur angewendet, in der rechten die für 2001 entwickelte auf den Datensatz von 1999.

#### 4.4 Validation mit größerem Datensatz

Bisher wurde mit zwei von Mai bis August beschränkten Datensätzen gearbeitet. Eine Korrektur der derzeitigen  $n$ - $k^*$ -Relation soll aber, unter Berücksichtigung der Randbedingungen unter denen die Korrektur zum Einsatz kommt, für Daten eines ganzen Jahres gelten. Zu den Randbedingungen gehört z.B. die Beschränkung des Sonnenzenitwinkels auf Winkel kleiner  $60^\circ$ . Zudem benötigt man einen möglichst großen Datensatz über mehrere Jahre, um eine repräsentative und allgemeingültige Korrektur zu gewinnen. Würde man eine Korrektur auf der Datenbasis eines Jahres und eines Standortes entwickeln, besteht die große Gefahr, dass Besonderheiten dieses einen Jahres und des Standortes mit in die Korrektur aufgenommen werden. Damit könnten die Ergebnisse bei der Anwendung auf Daten anderer Jahre und Stationen verfälscht werden. Ziel muss es sein, eine Korrektur für ein repräsentatives, also ein statistisch gesehen durchschnittliches Jahr, zu bestimmen.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurden die beiden ausgewählten Ansätze zunächst mit einem größerem Datensatz geprüft. Im anschließendem Kapitel wird dann die Übertragbarkeit auf andere Stationen überprüft. Es wurden für den Standort Freiburg Bodendaten der gesamten Jahre 1999, 2000 und 2001 genutzt. Dadurch, dass die Korrekturansätze auf Sonnenzenitwinkel  $\leq 60^\circ$  beschränkt sind, reduziert sich die Datenmenge. So erscheinen im endgültigen Datensatz keine Werte aus den Monaten November, Dezember und Januar. Die Menge an 30-min. Datenmitteln liegt für alle Jahre bei über 3.000 Datenpunkten.

## 4.4.1 Einfache Korrektur

Bei der einfachen Korrektur wurde mit einer Bin-Breite von 0.05 gearbeitet. Wie die Berechnungen in Kapitel 4.1 zeigten, hat die Breite der Bins keinen Einfluß auf das Ergebnis. Zunächst wurde überprüft, ob sich die Größenordnung der potentiellen Verbesserung aufgrund der Nutzung der Daten eines ganzen Jahres ändert. Dazu wurde für jedes einzelne Jahr eine Regressionsgerade bestimmt. Mit deren Hilfe wurden jeweils die Daten für alle drei Jahre korrigiert. So konnte auch analysiert werden, ob es bei der Übertragbarkeit der über ein ganzes Jahr bestimmten Korrekturen im Vergleich zu vorher zu Veränderungen kommt. Abbildung 4.11 zeigt für die untersuchten Jahre jeweils die Verteilung der Differenzen von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent und die sich daraus ergebende Regressionsgerade sowie die dazugehörige Datenmenge pro Cloudindex-Bin. Die Gleichungen der Regressionsgeraden lauten:

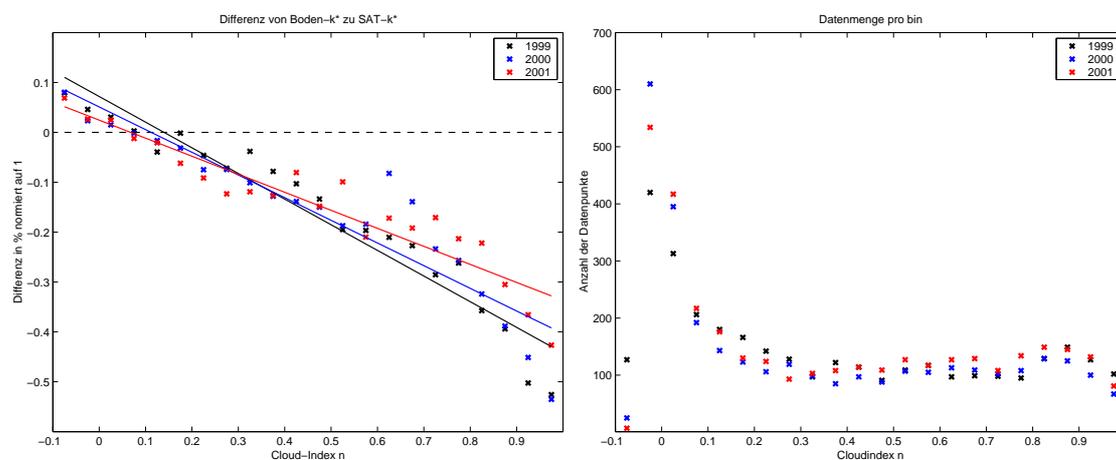


Abbildung 4.11: Links: Differenzen von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent und die sich daraus ergebende Regressionsgerade für die Jahre 1999, 2000, 2001. Rechts: Datenmenge pro Cloudindex-Bin.

$$\mathbf{1999: } y = 0,0718 - 0,5141 \cdot x \quad (4.10)$$

$$\mathbf{2000: } y = 0,0508 - 0,4543 \cdot x \quad (4.11)$$

$$\mathbf{2001: } y = 0,0244 - 0,3614 \cdot x \quad (4.12)$$

Die Regressionsgeraden wurden für den Bereich  $-0.1 \leq n \leq 1$  berechnet. Weitere Untersuchungen mit Hilfe der größeren Datenmenge zeigten, dass die so entwickelten Gleichungen auch für den gesamten Cloudindexbereich gültig sind. Die Ergebnisse zeigen, dass die möglichen Verbesserungen auch bei Verwendung der Daten eines ganzen Jahres bei etwa 2 % liegen, s. Tabelle 6.14 im Anhang. Dadurch ist gewährleistet, dass die bisherigen Ergebnisse, die nur auf Untersuchungen von Sommermonaten basierten, auch auf alle anderen Monate übertragbar sind, sofern die Bedingung eines Sonnenzenitwinkel  $< 60^\circ$  erfüllt ist. In einem nächsten Schritt wurde für die Daten der gesamten drei Jahre eine einzige Regressionsgerade berechnet. Aufgrund der Beschränkung auf  $-0.1 \leq n \leq 1$  reduziert sich die Datenmenge von ursprünglich 9.989 Punkte auf 9.651. Die Regressionsgerade lautet

$$y = 0,0501 - 0,4462 \cdot x. \quad (4.13)$$

Auch hier liegen die möglichen Verbesserungen bei ca. 2 %, s. Tabelle 4.7 sowie 6.15 im Anhang. Abbildung 4.12 zeigt für den 3-Jahresdatensatz die  $k^*$  über  $n$  Verteilung sowie die Verteilung der Einstrahlung ermittelt über das Heliosat-Verfahren aufgetragen gegen die Bodenmessung vor und nach der Korrektur. In den unteren Grafiken kann man insbesondere im Bereich zwischen 50 und 500  $W/m^2$  eine bessere Übereinstimmung nach Anwendung der Korrektur erkennen. Dies ist auch der Bereich, in dem zu erwarten ist, dass heterogene Bewölkungszustände einen erheblichen Einfluss haben.

	1999+2000+2001 Original	1999+2000+2001 kor.
<b>Rrmse-G</b>	0.228	0.207
<b>Rrmse-k</b>	0.228	0.212
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	107.2	97.5
<b>rmse-k</b>	0.157	0.146

Tabelle 4.7: Vergleich der Fehler bei Übertragung der für die zusammengefassten 3-Jahresdaten entwickelten einfachen Korrektur auf den 3-Jahresdatensatz.

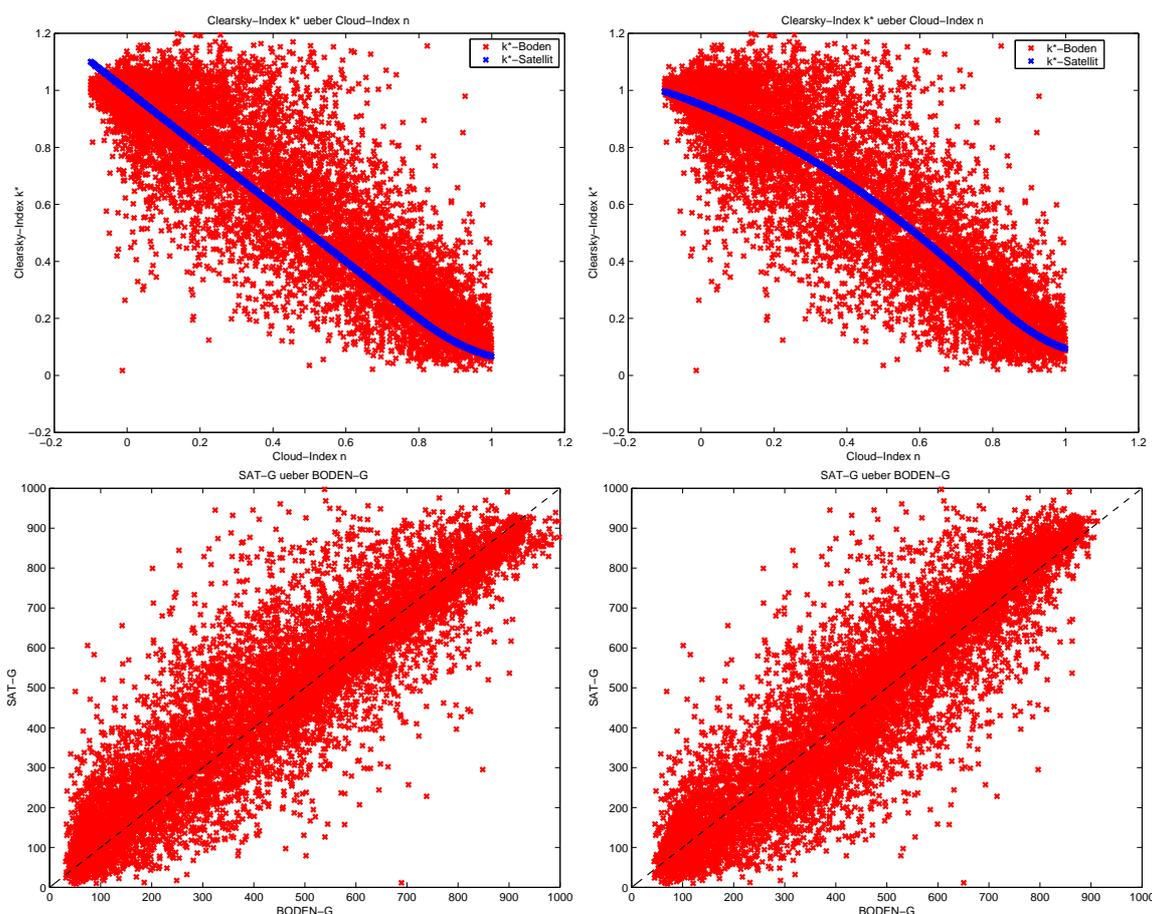


Abbildung 4.12: Oben: Clearskyindex über Cloudindex. Die linke Grafik zeigt die Ergebnisse auf Basis des 3-Jahresdatensatzes ohne Korrektur, die rechte Grafik nach Anwendung der Korrektur. Unten: Verteilung der Einstrahlung ermittelt über das Heliosat-Verfahren über der Bodenmessung vor (links) und nach (rechts) der einfachen Korrektur.

#### 4.4.2 Variabilitätsabhängige Korrektur

Wie zuvor für die einfache Korrektur, wurde auch der zweite ausgewählte Ansatz für den größeren Datensatz überprüft. Bei diesem Ansatz werden zunächst die Werte in zwei Klassen aufgeteilt, abhängig davon, ob sie den Schwellwert übersteigen oder nicht. Der Schwellwert ist definiert als Standardabweichung des Cloudindexes, die als räumliches Variabilitätsmaß aufgefasst wird und liegt bei 0.1. Eine zusätzliche Randbedingung ist, dass nur die Clearskywerte für die Korrektur in Betracht kommen, deren zugehöriger Cloudindex  $\geq 0.1$  ist. Für die Werte, deren Variabilitätsmaß den Schwellwert übersteigen, wird in der  $k^*$  über  $n$  Verteilung eine Regressionsgerade ermittelt, die zur Korrektur dient.

Zunächst wurde wieder geprüft, ob sich durch den Einsatz der Daten eines ganzen Jahres in der möglichen Größenordnung der Verbesserung, die durch diesen Ansatz möglich ist, eine Veränderung auftritt. Dazu wurde für jeden Jahresdatensatz die Gleichung der Regressionsgerade bestimmt, um anschließend mit der darauf basierenden Korrektur jeweils alle drei Jahre einzeln zu korrigieren. Die Regressionsgleichungen lauten:

$$\mathbf{1999: } y = 1,0129 - 0,8120 \cdot x \quad (4.14)$$

$$\mathbf{2000: } y = 1,0317 - 0,8374 \cdot x \quad (4.15)$$

$$\mathbf{2001: } y = 1,0645 - 0,8740 \cdot x \quad (4.16)$$

Die Resultate zeigen, dass die Aufhebung der Beschränkung auf Sommermonate zu keiner Veränderung bezüglich der möglichen Verbesserung bei dieser Art von Korrektur führt. Wie bei der einfachen Korrektur liegen die Verbesserungen in einem Bereich von ca. 2 %, s. Tabelle 6.16 im Anhang. Insgesamt sind die Ergebnisse hier etwas besser als bei der einfachen Korrektur, lediglich für das Jahr 1999 stellen sich geringfügig schlechtere Ergebnisse ein. Hier ist noch einmal darauf hinzuweisen, dass jeweils nur etwa 1/3 aller Werte korrigiert werden und nicht wie bei der einfachen Korrektur für alle Clearskywerte eine veränderte  $n$ - $k^*$ -Relation gilt. Abbildung 4.13 macht noch einmal die Zusammenhänge deutlich und zeigt, welche Bodenwerte mit einem hohem Variabilitätsmaß korreliert sind.

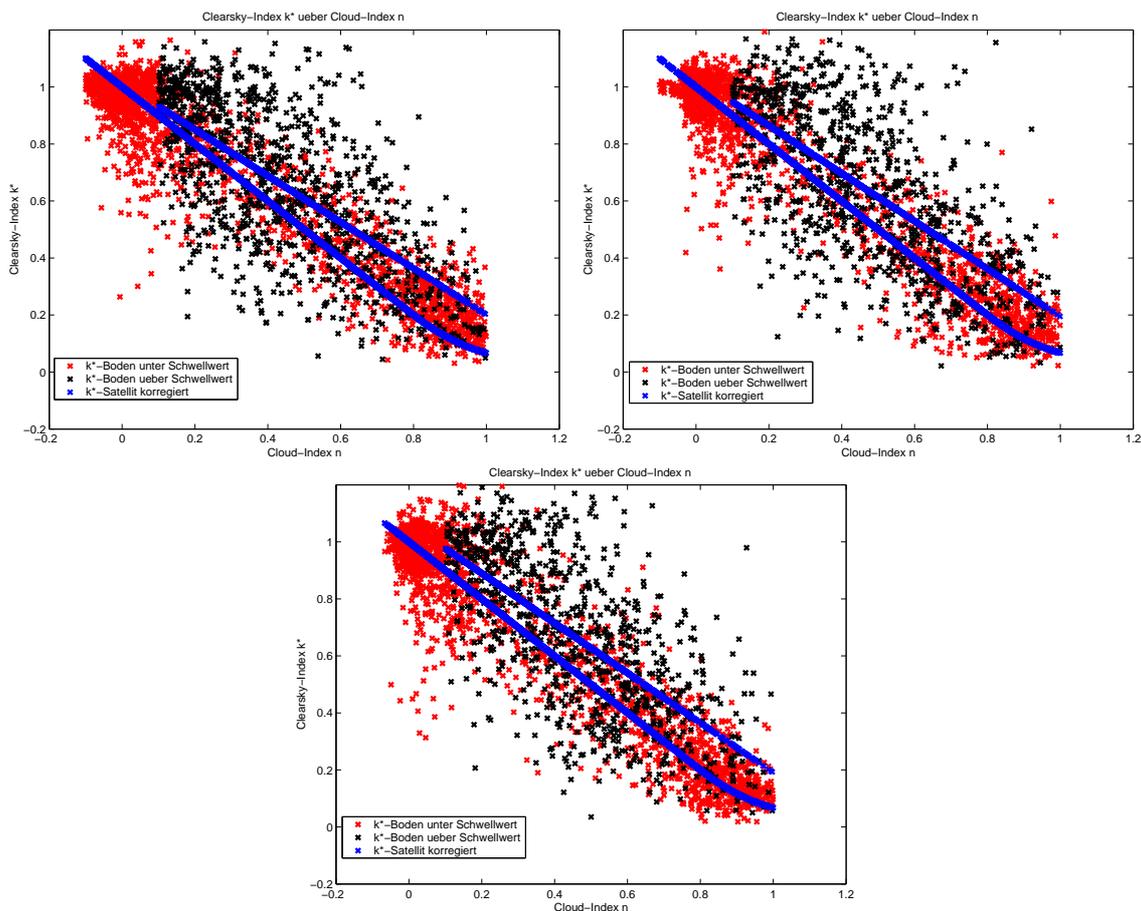


Abbildung 4.13: Clearskyindex über Cloudindex für 1999, 2000 und 2001. Es wurde die für den jeweils eigenen Datensatz entwickelte Korrektur angewandt.

Als nächstes wurde wieder eine Regressionsgerade für die Daten der gesamten drei Jahre berechnet, um so ausschliessen zu können, dass Besonderheiten eines einzelnen Jahres in die Korrektur einfließen

und bei Anwendung auf Daten anderer Jahre zu Verflachungen führen könnten. Die Gleichung der Regressionsgerade lautet

$$y = 1,0332 - 0,8362 \cdot x. \quad (4.17)$$

Es werden 2.947 von 9.651 Clearskywerten korrigiert, also ca. 31 %. Der größte Anteil wird weiterhin über die ursprüngliche n-k\*-Relation bestimmt. Auch hier liegen die möglichen Verbesserungen bei ca. 2 %, s. Tabelle 4.8 und 6.17 im Anhang. Abbildung 4.14 zeigt für den 3-Jahresdatensatz die k\* über n Verteilung

	<b>1999+2000+2001 Original</b>	<b>1999+2000+2001 kor.</b>
<b>Rrmse-G</b>	0.228	0.207
<b>Rrmse-k</b>	0.228	0.209
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	107.2	97.2
<b>rmse-k</b>	0.157	0.144

Tabelle 4.8: Vergleich der Fehler bei Übertragung der für die zusammengefassten 3-Jahresdaten entwickelten variabilitätsabhängigem Korrektur auf den 3-Jahresdatensatz.

sowie die Verteilung der Einstrahlung ermittelt über das Heliosat-Verfahren über der Bodenmessung vor und nach der Korrektur. Da hier die Reduktion des gesamten Fehlers auf der Korrektur von nur etwa 1/3 aller Werte beruht, wurde dieser Bereich etwas genauer untersucht. Tabelle 4.9 gibt die Fehlermaße der über den Schwellwert separiert in zwei Klassen angegebenen Werte vor und nach der Korrektur für den 3-Jahresdatensatz an. Die Werte für die einzelnen Jahre sind Tabelle 6.18 im Anhang zu entnehmen. Man kann erkennen, dass die Korrektur bei den Werten deren Variabilitätsmaß den Schwellwert übersteigen zu einer Reduktion des Fehlers um ca. 5 % führen. Dies, umgelegt auf die gesamte Datenmenge, führt zu einer Reduktion von insgesamt ca. 2 %. Im nächsten Kapitel wurde untersucht, ob die Ergebnisse auch auf andere Standorte übertragbar sind.

	<b>1999+2000+2001 Original</b>	<b>1999+2000+2001 Original</b>	<b>1999+2000+2001 korrigiert</b>
<b>Schwellwert</b>	< 0.1	$\geq 0.1$	$\geq 0.1$
<b>Rrmse-G</b>	0.154	0.353	0.301
<b>Rrmse-k</b>	0.183	0.436	0.400
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	73.6	159.0	136.4
<b>rmse-k</b>	0.129	0.283	0.260

Tabelle 4.9: Fehlermaße der separiert in zwei Klassen angegebenen Werte vor und nach der Korrektur. Erste Spalte: Fehler für Werte, deren Variabilitätsmaß unterhalb des Schwellwertes liegen. Zweite Spalte: Fehler für Werte, deren Variabilitätsmaß über dem Schwellwert liegen. Dritte Spalte: Fehler der Werte, deren Variabilitätsmaß über dem Schwellwert liegen, nach Anwendung der Korrektur.

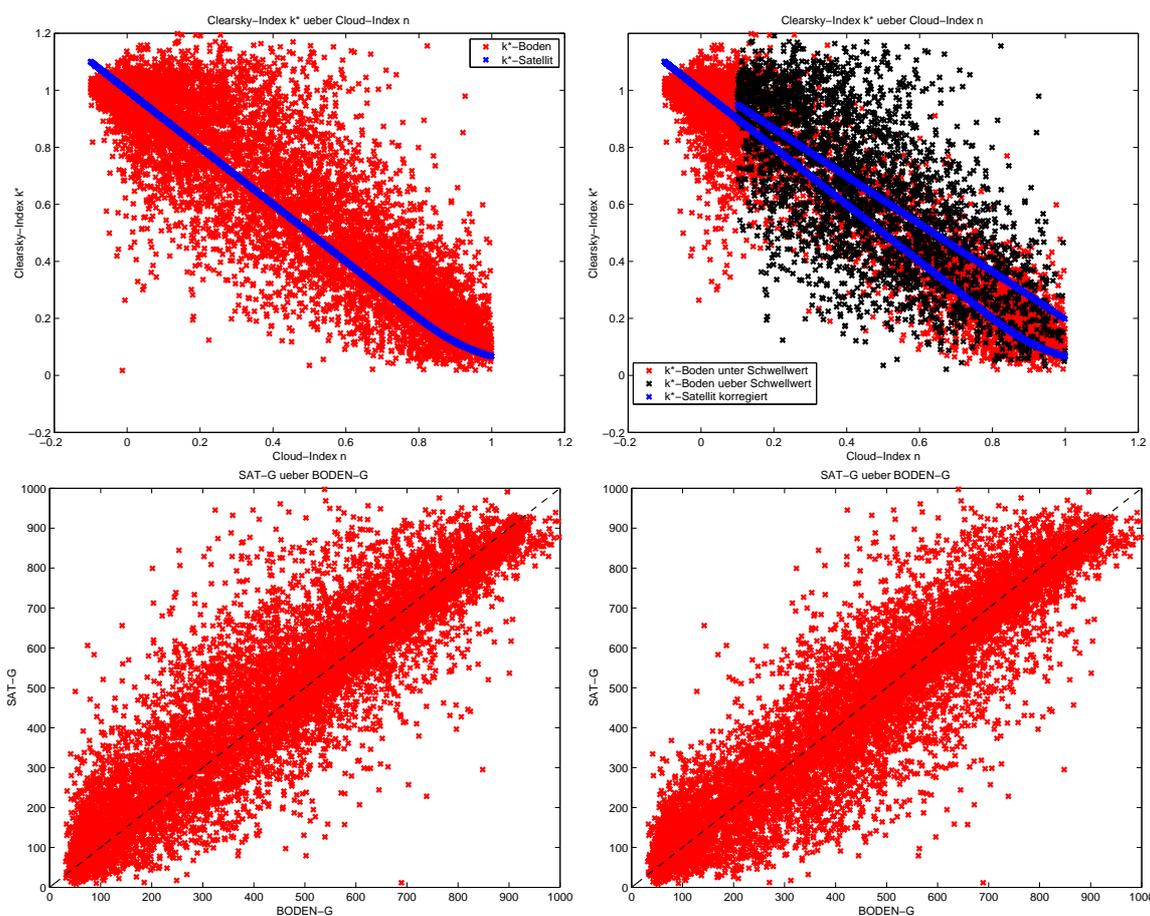


Abbildung 4.14: Oben: *Clearskyindex* über *Cloudindex*. Die linke Grafik zeigt die Ergebnisse auf Basis des 3-Jahresdatensatzes ohne Korrektur, die rechte Grafik nach Anwendung der Korrektur. Unten: Verteilung der Einstrahlung ermittelt über das Heliosat-Verfahren über der Bodenmessung vor (links) und nach der variabilitätsabhängigen Korrektur (rechts).

## 4.5 Übertragbarkeit auf andere Standorte

Die beiden ausgewählten Korrekturansätze wurden bisher nur für den Standort Freiburg analysiert. Man kann für diesen Standort von repräsentativen Ergebnissen ausgehen, da die Studien zeigten, dass die erreichbare Verbesserung von ca. 2 % unabhängig vom betrachteten Jahr ist. Dies gibt auch Anlass zu vermuten, dass bei einer Übertragung der für den 3-Jahresdatensatz von Freiburg entwickelten Korrekturen auf andere Standorte eine ähnliche Reduzierung des Fehlers erreicht werden kann.

Um dies zu prüfen, wurden die Korrekturen auf Bodendaten zweier weiterer Standorte angewandt. Der erste befindet sich in Saarbrücken-Völklingen und der zweite in Oldenburg-Wechloy. In beiden Fällen stand ein Datensatz über ein Jahr zur Verfügung. Für den Standort Saarbrücken konnten die Daten von April 1995 bis März 1996 genutzt werden. Aufgrund der Einschränkung über den Sonnenzenitwinkel entfielen die Daten für die Monate November und Dezember 1995 sowie Januar 1996. Für Saarbrücken ergeben sich insgesamt 3.296 Datenpunkte.

Für den Standort Oldenburg waren die Daten des Jahres 2000 nutzbar, jedoch konnten nur die Daten der Monate März bis Juli sowie September verwendet werden. Die Daten für August und Oktober waren nicht aufbereitet und erschienen zweifelhaft und konnten daher für die Analyse nicht verwendet werden. Die Einschränkung nur Daten zuzulassen, deren zugehöriger Sonnenzenitwinkel  $\leq 60^\circ$  ist, führte dazu, dass keine Daten der Monate Januar, Februar, November und Dezember nutzbar waren. Ein ähnlicher Effekt war auch schon für den Standort Freiburg zu beobachten. Insgesamt standen hier 2.419 Datenpunkte zur

Verfügung.

Die zeitliche Auflösung der verwendeten Datensätze betrug für die Oldenburger Daten eine Minute, für die Saarbrücker Daten eine halbe Minute. Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, wurden die Daten zu 30 min.-Werten gemittelt, um sie dann mit den über dem Heliosat-Verfahren bestimmten Werten zu vergleichen. In Tabelle 4.10 sind die geographischen Positionen aller drei Standorte aufgelistet.

Standort	geograf. Länge	geograf. Breite
Freiburg	7.83°	47.98°
Saarbrücken	6.86°	49.26°
Oldenburg	8.17°	53.15°

Tabelle 4.10: Geographische Länge und Breite für die angegebenen Standorte.

#### 4.5.1 Standort Saarbrücken

Die für Freiburg entwickelten Korrekturen auf Basis der drei Jahre umfassenden Datenmenge wurden auf die Daten des Standortes Saarbrücken angewandt. Wie die Ergebnisse in Tabelle 4.11 (oben) zeigen, ist es auch hier möglich, eine Verbesserung von über 2 % durch die Übertragung der Freiburger Korrekturen zu erreichen. So lässt sich der Rmse der Einstrahlung am Boden für die einfache Korrektur von 0.268 auf 0.240 reduzieren und für die variabilitätsabhängige Korrektur auf 0.242. Entwickelt man die einfache

	Saarbrücken Original	Saarbrücken kor. über einf.Kor. Freiburg	Saarbrücken kor. über Vari.abh.Kor Freiburg
<b>Rmse-G</b>	0.268	0.240	0.242
<b>Rmse-k</b>	0.264	0.240	0.242
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	128.4	115.1	115.8
<b>rmse-k</b>	0.186	0.169	0.171

	Saarbrücken Original	Saarbrücken kor. über einf.Kor. Saarbrücken	Saarbrücken kor. über Vari.abh.Kor Saarbrücken
<b>Rmse-G</b>	0.268	0.244	0.239
<b>Rmse-k</b>	0.264	0.244	0.240
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	128.4	116.9	114.8
<b>rmse-k</b>	0.186	0.172	0.169

Tabelle 4.11: Oben: Vergleich der Fehler von den unkorrigierten Saarbrücker Daten (Original) zu den über die Freiburger Daten gefundenen Regressionsgeraden korrigierten Daten. Unten: Vergleich der unkorrigierten Daten mit den für den eigenen Datensatz entwickelten Korrekturen.

Korrektur auf Basis der Daten von Saarbrücken, so ergibt sich folgende Regressionsgerade

$$y = 0,1202 - 0,7084 \cdot x. \quad (4.18)$$

Wie man in der linken Grafik von Abbildung 4.15 erkennen kann, ist die Regressionsgerade der von Freiburg relativ ähnlich. Der Übergang von der Überschätzung zur Unterschätzung des Clearskyindex über das Heliosat-Verfahren liegt in beiden Fällen bei etwa 0.2. Insgesamt ist der Verlauf der Regressionsgerade aber etwas steiler als für Freiburg. Daher kann man annehmen, dass eine Korrektur mit Hilfe von Gleichung 4.18 etwas besser sein könnte als das Ergebnis bei Übertragung der Freiburger Korrektur. Wie die Ergebnisse in Tabelle 4.11 (unten) jedoch zeigen, ist dies nicht der Fall. Es kommt zwar zu einer Verbesserung im Vergleich zu den nicht korrigierten Daten von immer noch über 2 %, die Resultate sind aber etwas schlechter als bei Übertragung der Freiburger Korrektur. Dies lässt sich mit Abbildung 4.16 erklären. Beide Grafiken zeigen wieder die Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent aufgetragen über dem Cloudindex. In der linken Grafik wurde die einfache Korrektur angewandt, die über die

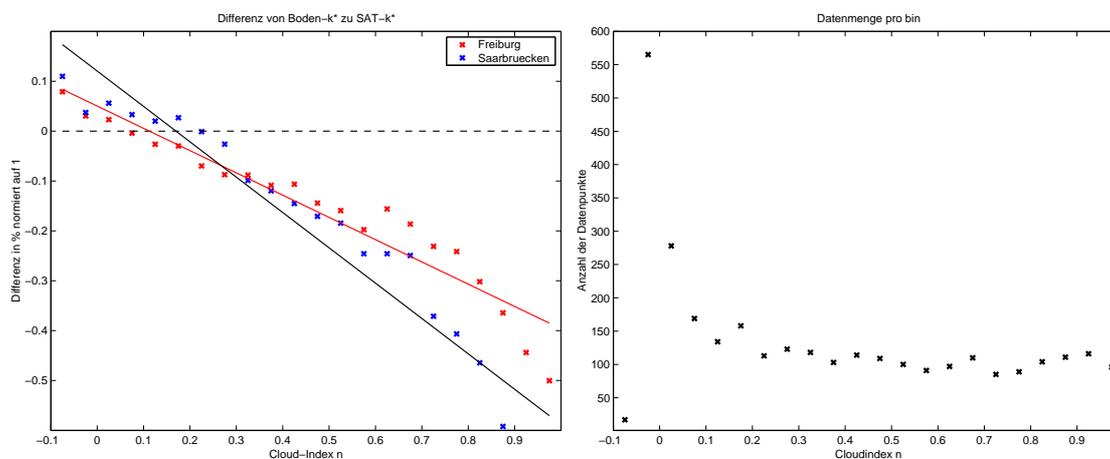


Abbildung 4.15: Links: Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent für die Saarbrücker Daten, sowie die zugehörige Regressionsgerade im Vergleich mit den Freiburger Ergebnissen. Rechts: Angabe der Datenmenge pro Bin.

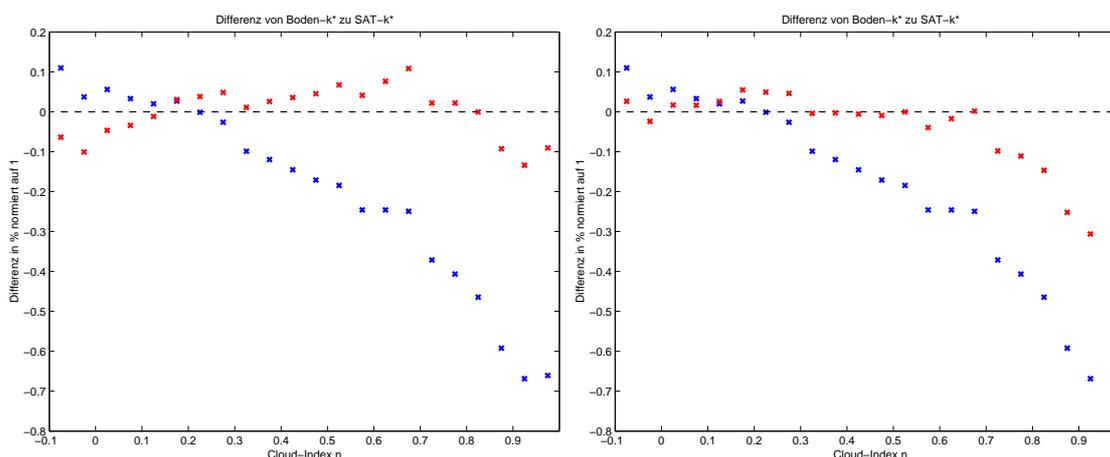


Abbildung 4.16: Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent aufgetragen über dem Cloudindex. In blau sind die Werte vor der Korrektur angegeben und in rot nach Anwendung der Korrektur. Links: Anwendung der über die Saarbrücker Daten selbst gewonnene Regressionsgerade. Rechts: Korrektur über die mit den Freiburger Daten berechnete Regression.

Saarbrücker Daten selbst gewonnen wurde, s. Gl 4.18. In der rechten Grafik dagegen wurde die einfache Korrektur angewandt, die mit den Freiburger Daten berechnet wurde. In der linken Grafik erkennt man, dass die großen Fehler für hohe Cloudindizes (ab 0.7) bei der Festlegung der Regressionsgerade berücksichtigt wurden. Somit wird dieser Bereich hier auch besser korrigiert als in der rechten Grafik. Die größere Menge der Daten liegt jedoch im Bereich der kleinen und mittleren Cloudindizes, s. rechte Grafik in Abb. 4.15. Diese größere Datenmenge wird über die Freiburger Korrektur besser bedient, womit erklärt ist, warum diese Korrektur leicht bessere Ergebnisse liefert als die für die Saarbrücker Daten selbst entwickelte Korrektur.

Als nächstes wurde auch die variabilitätsabhängige Korrektur für den Saarbrücker Datensatz selbst entwickelt und auf diesen angewandt. Die Ergebnisse hier zeigen, dass noch einmal leicht bessere Resultate im Vergleich zur Übertragung der Freiburger Korrektur erzielt werden können, s. Tabelle 4.11 (unten). Die Gleichung der Regressionsgerade lautet

$$y = 0,9470 - 0,6546 \cdot x. \quad (4.19)$$

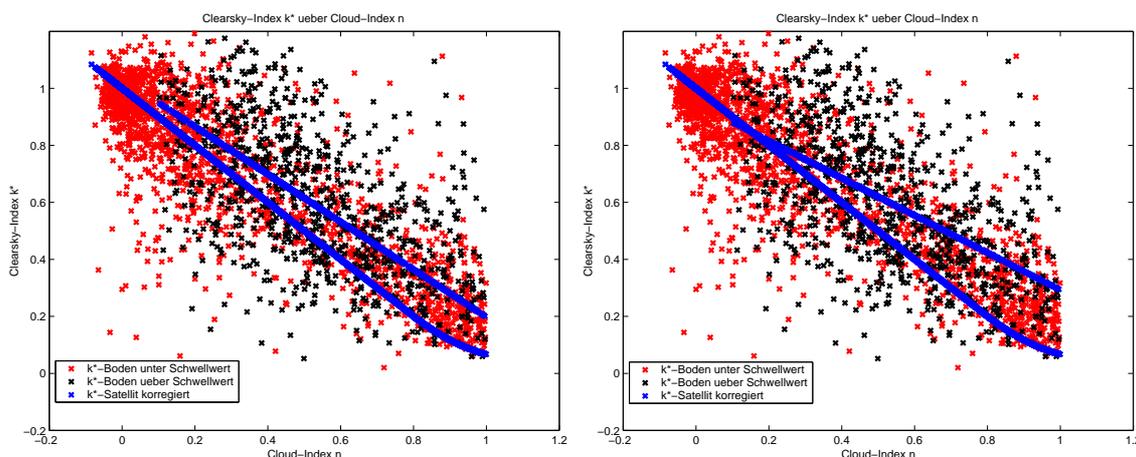


Abbildung 4.17: *Clearskyindex über Cloudindex für die Variabilitäts-abhängige Korrektur. Links: Korrektur mit Hilfe der für Freiburg berechneten Regressionsgerade. Rechts: Korrektur mit der für die Saarbrücker Daten berechneten Regressionsgerade.*

Abbildung 4.17 zeigt die Verteilung von  $k^*$  über  $n$ . Man kann erkennen, dass ähnlich wie bei den Freiburger Daten, die markierten Bodendaten mehr über der bisherigen  $n$ - $k^*$ -Relation liegen als darunter. Daher ist klar, dass eine Übertragung der Freiburger Korrektur zu einer Verbesserung führen muss. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Übertragbarkeit gute Ergebnisse liefert. Im Mittel kann nach den Resultaten diese Vergleiches durch die vorgestellten Korrekturansätze auch für andere Standorte eine Verbesserung erwartet werden. Um dies zu überprüfen, sollen die Ansätze auf eine weitere Station angewendet werden.

#### 4.5.2 Standort Oldenburg

Zunächst wurden die für die 3-Jahresdaten des Standortes Freiburg entwickelten Korrekturen auf den Oldenburger Datensatz angewandt, in der Hoffnung, dass dadurch auch hier der Fehler der Differenz zwischen Bodenmessung und Heliosat-berechneten Werten geringer wird. Wie die Ergebnisse in Tabelle 4.12 (oben) zeigen, bestätigte sich diese Hoffnung nicht. Damit steht dieses Ergebnis im Widerspruch zu dem, was für den Standort Saarbrücken festgestellt wurde. Betrag der Rmse der Einstrahlung für Oldenburg

	Oldenburg Original	Oldenburg kor. über einf.Kor. Freiburg	Oldenburg kor. über Vari.abh.Kor. Freiburg
<b>Rrmse-G</b>	0.214	0.235	0.230
<b>Rrmse-k</b>	0.214	0.242	0.233
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	82.8	91.3	89.1
<b>rmse-k</b>	0.121	0.137	0.132

	Oldenburg Original	Oldenburg kor. über einf.Kor. Oldenburg	Oldenburg kor. über Vari.abh.Kor. Oldenburg
<b>Rrmse-G</b>	0.214	0.207	0.211
<b>Rrmse-k</b>	0.214	0.209	0.212
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	82.8	80.1	81.7
<b>rmse-k</b>	0.121	0.118	0.120

Tabelle 4.12: *Oben: Vergleich der Fehler von den unkorrigierten Oldenburger Daten (Original) zu den über die Freiburger Daten gefundenen Regressionsgeraden korrigierten Daten. Unten: Vergleich der unkorrigierten Daten mit den für den eigenen Datensatz entwickelten Korrekturen.*

im unkorrigierten Fall 0.214, so erhöhte sich dieser nach Anwendung der für Freiburg entwickelten Korrekturen auf 0.235 bzw. 0.230. Entwickelt man dagegen eine Korrektur mit dem Oldenburger Datensatz und wendet diese auf denselben an, so ergibt sich wie bei den Freiburger Daten eine Reduktion des Fehlers. Diese liegt mit gut 1 % für die einfache Korrektur jedoch um die Hälfte niedriger als für die Freiburger Daten. Hinzu kommt, dass die variabilitätsabhängige Korrektur nur eine sehr leichte Verbesserung herbeiführt und damit hier deutlich schlechter als die einfache Korrektur ist. In Abbildung 4.18 erkennt man die Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent für die Oldenburger Daten, sowie die zugehörige Regressionsgerade, deren Gleichung lautet

$$y = 0,1141 - 0,2341 \cdot x. \quad (4.20)$$

Zwar bleibt die prinzipielle Tendenz der Regressionsgerade im Vergleich zu der Freiburger Gerade erhal-

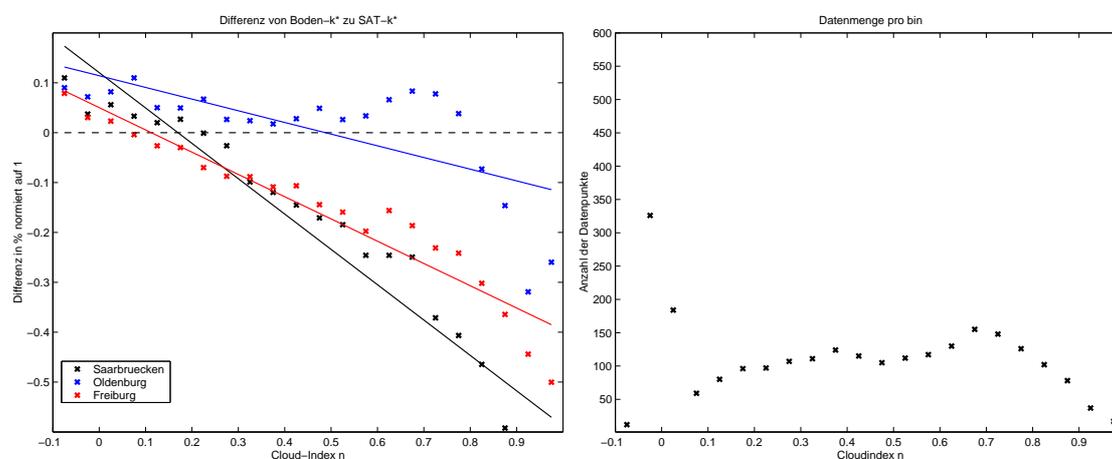


Abbildung 4.18: Links: Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent für die Oldenburger Daten, sowie die zugehörige Regressionsgerade. Dazu zum Vergleich die Daten von Freiburg und Saarbrücken. Rechts: Angabe der Datenmenge pro Bin.

ten, sie liegt aber deutlich höher. Zudem zeigen die einzelnen Punkte eine größere Streuung als bei den Ergebnissen zuvor und die beobachtete Unterschätzung des Clearskyindex im mittleren Cloudindexbereich wandelt sich für die Oldenburger Daten zu einer Überschätzung. Auch in Abbildung 4.19 für die variabilitätsabhängige Korrektur zeigt sich ein anderes Bild als zuvor bei den Freiburger oder Saarbrücker Daten. Die linke Abbildung zeigt die Korrektur mit Hilfe der für Freiburg entwickelten Korrektur. Die schwarzen Punkte geben wieder die Punkte an, die über dem Schwellwertkriterium von 0.1 als zu korrigieren identifiziert wurden. Man kann mit bloßem Auge erkennen, dass die Wolke der schwarzen Punkte gleichmäßig um die bisherige  $n-k^*$ -Relation liegt und damit eine Korrektur mit dem Freiburger Ansatz für die Heliosat-berechneten Werte nur zu einer Verschlechterung führen kann. Man kann auch erkennen, dass viele Bodenwerte nicht schwarz markiert sind, obwohl sie klare Ausreißer sind und zu einem höheren Fehler führen. Durch ein Herabsetzen des Schwellwertes von 0.1 auf 0.08 konnten auch diese Werte markiert werden. Dies führte allerdings insgesamt zu keiner Verbesserung, da etwa genauso viele Werte über wie unter der bisherigen  $n-k^*$ -Relation zusätzlich markiert wurden. Die rechte Grafik in Abbildung 4.19 zeigt die Korrektur mit der für die Oldenburger Daten berechneten Regressionsgerade, sie lautet

$$y = 0,9103 - 0,8090 \cdot x. \quad (4.21)$$

Die Grafik macht deutlich, warum durch diese Art der Korrektur für diese Daten keine wesentliche Verbesserung zustande kommt.

Zur Vollständigkeit wurden die für Oldenburg und Saarbrücken entwickelten Korrekturen auf den Freiburger Datensatz angewandt. Die Berechnungen bestätigen die bisher genannten Ergebnisse und sind im Anhang auf S. 83 einzusehen.

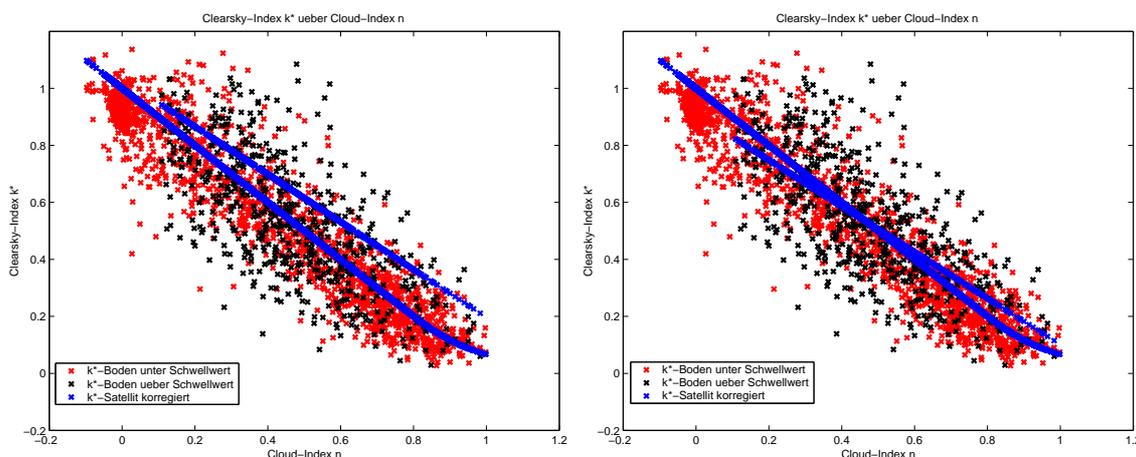


Abbildung 4.19: *Clearskyindex über Cloudindex für die variabilitätsabhängige Korrektur. Links: Korrektur mit Hilfe der für Freiburg berechneten Regressionsgerade im Vergleich mit den Freiburger Daten. Rechts: Korrektur mit der für die Oldenburger Daten berechneten Regressionsgerade.*

### Schlußfolgerungen

Die Ergebnisse führen zu der Frage, warum sich die für Freiburg entwickelten Korrekturansätze nicht auf die Oldenburger Daten übertragen lassen. Eine Möglichkeit ist, dass der Oldenburger Datensatz fehlerhaft ist. Ein Indiz dafür könnte sein, dass zwei Monate aus dem Datensatz entfernt werden mussten, da diese Daten nicht aufbereitet und insgesamt zweifelhaft erschienen. Unter Umständen ist jedoch der gesamte Datensatz fehlerhaft. Eine andere Möglichkeit ist, dass sich die Unterschiede auf den Einfluss des Mikroklimas zurückführen lassen könnten. Das würde bedeuten, dass die Abhängigkeiten zwischen Wolkensituation, Cloudindex und dem Fehlermaß wiederum abhängig sind von Größen wie z.B.: geographische Lage, Topografie, Orografie, die örtlichen Windverhältnisse, ob man sich in einer Kessellage oder auf einer Hochebene befindet oder man sich in Küstennähe oder im Landesinneren befindet. Insgesamt sind dies alle Größen, die Einfluß auf die Entstehung und Entwicklung von Wolken haben und damit das „Klima“ für die Wolken bestimmen. Dadurch könnten die verschiedenen Wolkenarten vom Standort abhängig mit unterschiedlicher Häufigkeit auftreten. Eine unter Umständen wichtige Größe könnte in diesem Zusammenhang die Wolkenhöhe sein.

Abschließend lässt sich feststellen, dass sich die für Freiburg entwickelten Korrekturansätze auf Saarbrücken übertragen lassen und zu einer Verbesserung führen. Zusammen mit den Resultaten für Oldenburg führt dies zu der Annahme, dass die hier vorgestellten Korrekturansätze vom Mikroklima abhängig sein könnten. Damit erscheinen weitere Untersuchungen, die die Vorhersage der Globalstrahlung unter Einbeziehung von mikroklimatischen Randbedingungen zum Thema haben, sinnvoll. Mögliche Parameter zur Beschreibung der mikroklimatischen Bedingungen könnten in Zukunft z.B. über die Satelliten der „Meteosat Second Generation“ gewonnen werden. Insbesondere die Wolkenhöhe könnte in diesem Fall ein nützlicher Parameter sein.

#### 4.6 Einfluss von Sonnenzenitwinkeln $\geq 60^\circ$

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die betrachteten Datenmengen so beschränkt, dass nur die Werte in die Berechnungen einfließen, deren zugehöriger Sonnenzenitwinkel  $< 60^\circ$  ist. Die Begründung dafür ist, dass die SHDOM Rechnungen für Sonnenzenitwinkel  $\geq 60^\circ$  keine Systematik erkennen ließen und damit die Effekte in diesem Bereich nur schwer korrigierbar sein dürften (Kapitel 3.3). In diesem kurzen zusätzlichen Kapitel sollen diese Ergebnisse über eine empirische Fallstudie überprüft werden.

Es ist zu erwarten, dass z.B. die Entwicklung und Anwendung einer einfachen Korrektur für einen Datensatz, der auch die Sonnenzenitwinkel  $\geq 60^\circ$  enthält, im Ergebnis etwas schlechter ist, als bei den bisher auf Sonnenzenitwinkel kleiner  $60^\circ$  beschränkten Datensätzen. Dies ist dadurch zu begründen, dass beim größeren Datensatz mehr Datenpunkte vorliegen, aufgrund der fehlenden Systematik der hinzugekommenen Punkte, diese jedoch nicht angemessen mitkorrigiert werden. Damit bleibt deren Anteil am Fehler trotz Anwendung des Korrekturansatzes erhalten. Diese Annahme wurde durch folgende Untersuchung bestätigt:

Die verwendeten Bodendaten stammen aus Freiburg für Mai bis August 2001. Jetzt ist jedoch ein Sonnenzenitwinkel bis  $75^\circ$  statt nur bis  $60^\circ$  erlaubt. Dadurch sind im Datensatz nach der Beschränkung auf  $-0.1 \leq n \leq 1$  insgesamt 723 bzw. ca. 33 % mehr Datenpunkte enthalten als in dem Datensatz, der auf Sonnenzenitwinkel bis  $60^\circ$  beschränkt ist. Für die einfache Korrektur wird mit Hilfe dieses größeren Datensatzes entsprechend dem in Kapitel 4.1 beschriebenen Verfahren eine Regressionsgerade für Bins der Breite 0.1 bestimmt, sie lautet

$$y = 0,0281 - 0,3400 \cdot x. \quad (4.22)$$

Wie erwartet, führt auch hier die Anwendung der einfachen Korrektur zu einer Verbesserung des Fehlers.

	Original 2001 bis SZW $75^\circ$	2001 Einfache Kor. Reg. bis SZW $75^\circ$	Original 2001 bis SZW $60^\circ$	2001 Einfach Kor. Reg. bis SZW $60^\circ$
<b>Rrmse-G</b>	0.211	0.194	0.195	0.179
<b>Rrmse-k</b>	0.225	0.216	0.197	0.185
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	92.0	84.7	101.5	92.9
<b>rmse-k</b>	0.164	0.158	0.146	0.137

Tabelle 4.13: Freiburg, Mai - August 2001: Zum einen Vergleich der Fehler zwischen dem Originaldatensatz mit Werten bis zu einem Sonnenzenitwinkel (SZW) von  $75^\circ$  und den korrigierten Daten. Zum anderen der Vergleich zwischen den Originaldaten bis zu einem SZW  $60^\circ$  und den korrigierten Daten.

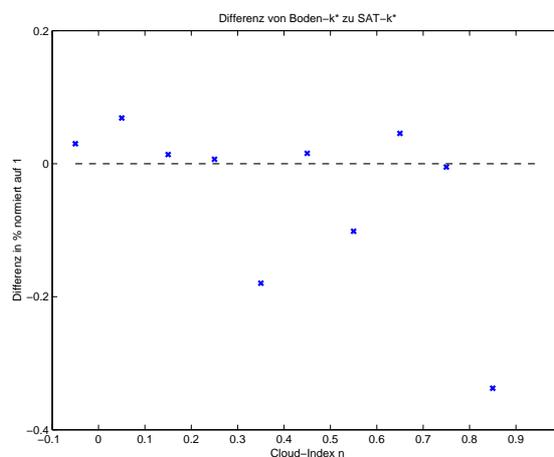


Abbildung 4.20: Über dem Cloudindex ist die Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent aufgetragen für den Sonnenzenitwinkel-Bereich zwischen  $60^\circ$  und  $75^\circ$ . Die Modellrechnungen, die keine Systematik für tiefe Sonnenstände zeigten, werden bestätigt.

So reduziert sich der Rmse des Clearskyindexes von 0.225 auf 0.216 und bei der Einstrahlung von 0.211 auf 0.194, s. Tabelle 4.13.

Um nun die Ergebnisse und Unterschiede der Korrekturen für die beiden verschiedenen Datensätze direkt miteinander vergleichen zu können, wurden die Differenzen zwischen dem Original-rmse und dem für die korrigierten Werte gefundenen rmse berechnet. Der rmse für den Clearskyindex verringert sich für den kleineren Datensatz um 0.0094. Für die größere Datenmenge mit Werten für Sonnenzenitwinkel bis  $75^\circ$  dagegen lediglich um 0.0066. Entsprechend ist die Reduzierung der rmse bei der Einstrahlung, während sich dieser bei der kleineren Datenmenge um  $8.6 \text{ W/m}^2$  verringert, sind es bei der größeren Menge nur  $7.3 \text{ W/m}^2$ . Die Verbesserung des rmse wird durch die Hinzunahme tiefer Sonnenstände schlechter. Abbildung 4.20, die den Fehler über  $n$  für den Sonnenzenitwinkelbereich zwischen  $60^\circ$  und  $75^\circ$  zeigt, macht deutlich, dass es tatsächlich keine Systematik für Sonnenzenitwinkel  $\geq 60^\circ$  zu geben scheint. Damit bestätigen sich die Ergebnisse der Modellrechnungen, die auf die fehlende Systematik für tiefe Sonnenstände hinwiesen. Da es zu einer Vergrößerung der Datenmenge kommt, die hier vorgestellten Korrekturen aber nur für höhere Sonnenstände effektiv sind, nimmt der Grad der Verbesserung im Vergleich zu den Untersuchungen zuvor ab. Daher ist die Beschränkung der hier vorgestellten Studien auf Sonnenzenitwinkel kleiner  $60^\circ$  sowohl über die Rechnungen mittels SHDOM als auch über die Ergebnisse dieser Beispielstudie gerechtfertigt.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit bestand in der Untersuchung von 3D-Wolkeneffekten auf die satelliten-gestützte Berechnung der solaren Einstrahlung am Erdboden. Zu diesem Zweck wurden zwei aufeinander aufbauende Studien durchgeführt.

Die erste Studie nutzt das Strahlungstransfermodell SHDOM, um den Einfluss heterogener Bewölkung auf die Einstrahlung am Boden herauszuarbeiten. Es wurden drei unterschiedliche Wolkensituationen untersucht. Zum einen eine Cumulus- und eine Stratocumulus-Bewölkung, und zum anderen eine aus der Cumulus-Situation konstruierte horizontal homogene Situation. Die Studie macht den Nutzen von Modellrechnungen besonders beim Umgang mit komplexen Einflüssen wie durchbrochener Bewölkung deutlich. Es lassen sich elementare und grundlegende Zusammenhänge herausarbeiten, was zu einem tieferen Verständnis der Materie führt.

Ein Ergebnis der Modellrechnungen ist, dass die am Satelliten gemessenen Werte nicht nur für heterogene Bewölkungsstrukturen, sondern auch für eine horizontal homogene Bewölkung sehr viel stärker von der Standortgeometrie bezüglich Sonne und Messinstrument abhängen, als zunächst erwartet wurde. Dieses Resultat macht klar, dass die Annahme im Heliosat-Verfahren, die nach oben reflektierte und am Satelliten gemessene Strahlung sei isotrop, zu falsch berechneten Einstrahlungswerten führt. Die Studien weisen darauf hin, dass die nicht berücksichtigte Anisotropie der reflektierten Strahlung besonders bei heterogenen Bewölkungssituationen zum Fehler des Verfahrens beitragen. Erst über eine räumliche und zeitliche Mittelung sind bessere Ergebnisse zu erzielen.

Weiter konnte der Einfluss zeitlicher Mittelungen gezeigt werden. Zudem konnte auch die Problematik verdeutlicht werden, die immer besteht, wenn räumlich gemittelte Daten mit Punktmessungen verglichen werden und wie hier eine zeitliche Mittelung das Ergebnis verbessern kann.

Die Modellrechnungen führten aber nicht nur zu einer Vertiefung des Verständnisses einiger grundlegender Themen im Zusammenhang mit heterogener Bewölkung, sondern auch zu nützlichen Anregungen für die Verbesserung des Heliosat-Verfahrens. Man konnte feststellen, dass eine Korrektur des Heliosat-Verfahrens bezüglich der Effekte von durchbrochener Bewölkung nur für moderate Satelliten- und Sonnenstandsgeometrien sinnvoll erscheint, da die Modellergebnisse für tiefe Sonnenstände und Blickwinkel keine Systematik erkennen ließen. Die modellierten Resultate führten unter den genannten Bedingungen zu einem Ansatz für eine mögliche Korrektur des bisherigen Heliosat-Verfahrens. Sofern zwischen der spezifischen Wolkensituation und dem Cloudindex eine Korrelation gegeben ist, sollte eine Korrektur der derzeitigen  $n-k^*$ -Relation möglich sein.

In der zweiten Studie wurden Bodendaten mit den Ergebnissen des Heliosat-Verfahrens verglichen und basierend auf den Resultaten der Modellrechnungen Ansätze für eine Korrektur der bisherigen  $n-k^*$ -Relation entwickelt. Es zeigte sich, dass zwei unterschiedliche Ansätze zu Verbesserungen in einem Bereich von ca. 2 % führen können. Der erste Ansatz korrigiert alle Clearskywerte, während der zweite nur etwa ein Drittel korrigiert. Dieser zweite Ansatz unterscheidet sich vom ersten durch ein zusätzliches Kriterium, das es möglich macht, die Daten in zwei Klassen zu unterteilen. Dazu kann die Standardabweichung des Cloudindexes genutzt werden und als ein räumliches Variabilitätsmaß aufgefasst werden. Mit Hilfe dieser Größe war es zudem möglich, nachzuweisen, dass die erreichbaren Verbesserungen auf eine Anpassung der  $n-k^*$ -Relation auf die durch heterogene Bewölkung verursachten Fehler ist. Dabei trägt auch der Effekt zum Fehler bei, der durch den Vergleich von Punktmessungen mit Flächenmitteln verursacht ist und auch dann auftreten würde, wenn das Verfahren selbst perfekt wäre. Die Modellergebnisse und der daraus entwickelte Ansatz für eine Korrektur konnten damit bestätigt werden. Zudem konnte die in den Modellrechnungen nicht erkennbare Systematik für tiefe Sonnenstände validiert werden. Die Korrekturen wurden zunächst auf ihre Übertragbarkeit auf unterschiedliche Datensätze desselben Standortes geprüft. Nachdem dies nachgewiesen war, wurden die Ansätze auf Daten zweier weiterer Standorte angewandt. Das Ergebnis ist, dass die in dieser Arbeit vorgestellten Korrekturansätze bezüglich der Effekte von durchbrochener Bewölkung möglicherweise vom Standort abhängig sind.

Damit ist der Nachweis erbracht worden, dass sich die negativen Einflüsse von heterogener Bewölkung auf das satelliten-gestützte Heliosat-Verfahren prinzipiell korrigieren lassen. Allerdings sind für eine opera-

tionell anwendbare Korrektur noch weitere Studien nötig, die sich z.B mit den Effekten des Mikroklimas befassen. Dabei könnte der Frage nachgegangen werden, welche Abhängigkeiten zwischen dem Einfluss durchbrochener Bewölkung auf die Einstrahlung am Boden und den Größen, die das „Klima“ zur Entstehung und Entwicklung der Wolken beeinflussen, besteht. Einfluss nehmende Größen können unter anderem sein: geographische Lage, Topographie, Orographie, örtliche Windverhältnisse, Kessellage oder Hochebene, Küstennähe oder Landesinnere.

Außerdem kann untersucht werden, in welcher Beziehung zu den genannten Punkten die Wolkenhöhe steht. Dieser Parameter steht durch die neue Satellitengeneration MSG demnächst zusätzlich zur Verfügung und kann eine wichtige Größe bei der Entwicklung zukünftiger Korrekturen darstellen. Darüber hinaus könnte die Wolkenhöhe eine Möglichkeit darstellen, die Wolkenarten zu klassifizieren, womit neue Ansätze für zukünftige Korrekturen entwickelt werden könnten.

## 6 Anhang

Zunächst noch eine ergänzende Bemerkung zu den Modellrechnungen von Kapitel 3. Die im Heliosat-Verfahren aus dem Satellitensignal C bestimmte Radianz  $\rho$  ist nach Gl. 2.71 bezüglich des Sonnenzenitwinkels korrigiert. Die über das Modell SHDOM berechnete Größe ist dagegen das ohne Sonnenzenitwinkel-Korrektur direkt berechnete Ergebnis. Dies hat jedoch keinen Einfluss auf die Resultate, da sich diese Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel herauskürzt.

In Kapitel 4.2 wurde die variabilitätsabhängige Korrektur vorgestellt. Außer dem dort vorgestellten Ansatz wurden im Verlaufe der Arbeit noch weitere Ansätze entwickelt und analysiert. Da der in 4.2 präsentierte Ansatz derjenige ist, der die besten Ergebnissen lieferte, wurde die Beschreibung im Hauptteil dieser Arbeit auf diesen Korrekturansatz beschränkt. Zur Vollständigkeit werden in diesem Anhang aber auch die nicht verwendeten variabilitätsabhängigen Korrekturen kurz vorgestellt.

### 6.1 Variabilitätsabhängige Korrektur in Abhängigkeit vom betrachteten Bin

Die erste variabilitätsabhängige Korrektur ist in Abhängigkeit vom betrachteten Bin für die Daten von Mai bis August des Standortes Freiburg entwickelt worden. Für jedes Bin wird ein bestimmter Schwellwert für das räumliche Variabilitätsmaß angegeben. Für die Clearskyindizes, deren zugehörige Cloudindex-Standardabweichung unterhalb des Schwellwertes liegen, gilt die bisherige n-k\*-Relation. Nur die Werte oberhalb des Schwellwertes werden korrigiert. Es zeigte sich, dass die bisherige n-k\*-Relation für  $n < 0.2$  aufgrund des geringen Rmse ausreicht (Abb. 4.2). Es wurde nun für alle Bins ab  $n=0.2$  der jeweils beste Schwellwert festgelegt. Anschließend wurde die jeweilige Regressionsgerade für die Bodenwerte, deren zeitlich zugehöriges Variabilitätsmaß den Schwellwert überschritten, ermittelt und zur Korrektur der Clearskyindizes genutzt. Eine detaillierte Auflistung findet sich in den Tabellen 6.1, eine Liste der zugehörigen Regressionsgeraden ist in Tabelle 6.2 zu finden. Die Ergebnisse zeigen, dass vor allem für kleine

Bin	Schwellwert	Rmse <sub>unter</sub>	Rmse <sub>über</sub>	Menge <sub>unter</sub>	Menge <sub>über</sub>
0.2-0.3	0.07	0.0001	0.0101	35	121
0.3-0.4	0.1	0.0116	0.0226	45	68
0.4-0.5	0.08	0.0002	0.0217	18	69
0.5-0.6	0.07	0.0049	0.0239	31	76
0.6-0.7	0.1	0.0047	0.0428	64	57
0.7-0.8	0.1	0.0009	0.0641	77	35
0.8-0.9	0.06	0.0077	0.0523	85	62
0.9-1	0.08	0.0251	0.1445	111	19

Tabelle 6.1: In der Tabelle sind für jedes Bin der ermittelte Schwellwert, sowie der Rmse und die Menge der Werte, deren zugehörigeres Variabilitätsmaß über bzw. unter dem Schwellwert angegeben. Die zugehörigen Regressionsgeraden sind in Tabelle 6.2 im Anhang angegeben.

Bin	Regression
0.2-0.3	$y = 1.1079 - 1.0558 \cdot x$
0.3-0.4	$y = 1.2521 - 1.2950 \cdot x$
0.4-0.5	$y = 0.8370 - 0.3693 \cdot x$
0.5-0.6	$y = 0.9565 - 0.7076 \cdot x$
0.6-0.7	$y = 1.8713 - 2.0829 \cdot x$
0.7-0.8	$y = -0.5613 + 1.3098 \cdot x$
0.8-0.9	$y = 1.1378 - 1.0273 \cdot x$
0.9-1	$y = 0.9328 - 0.7158 \cdot x$

Tabelle 6.2: Tabelle mit Gleichungen der Regressionsgeraden, die zu den Werten gehören, deren Variabilitätsmaß den Schwellwert überschritten und somit als Ausgang für die Korrektur dienen.

Cloudindizes mehr Werte korrigiert werden müssen als über die bisherige n-k\*-Relation bedient werden

können. Dies führt zusammen mit Abbildung 6.1, die das Ergebnis der Bin- und variabilitätsabhängigen Korrektur zeigt, und der vom Bin abhängigen Festlegung des Schwellwertes zu der Annahme, dass diese Art der Korrektur zu sehr auf den verwendeten Datensatz geeicht sein könnte. Diese Eichung der Korrektur auf den Datensatz würde sich dann durch eine höhere Auflösung der Bins weiter verstärken. Die hier entwickelte Korrektur führt beim Clearskyindex zu einer Verbesserung des Rmse von 0.197 auf 0.180 und damit bei der Einstrahlung von 0.195 auf 0.173. Somit liefert diese Korrektur nur etwa 0.005 % bessere Ergebnisse als die einfache Korrektur. Tabelle 6.3 zeigt zusammenfassend die bisherigen Resultate. Um

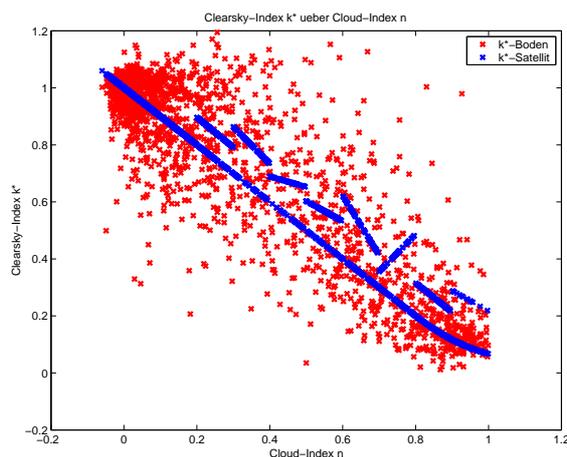


Abbildung 6.1: Clearskyindex über Cloudindex; in rot die entsprechenden Werte der Bodenmessung, in blau die über die korrigierte  $n-k^*$ -Relation berechneten. Es ist gut zu erkennen, dass nur ein Teil der Clearskyindizes korrigiert werden, und wie stark die Abhängigkeit vom betrachteten Bin ist. So zeigt die Korrektur z.B. in Bin 0.7 - 0.8 ein völlig anderes Verhalten, wie die umliegenden Bins.

	Original 2001	Einfache Korrektur, Bin-Breite: 0,1	Bin-Korrektur, Bin-Breite: 0,1
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.179	0.173
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.185	0.180
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	92.92	90.1
<b>rmse-k</b>	0.146	0.137	0.133

Tabelle 6.3: Freiburg, Mai - August 2001: Vergleich der Fehler von den nicht korrigierten Daten (original) mit den korrigierten Daten, einmal mit der einfachen Korrektur und zum anderen mit der Bin-abhängigen Korrektur (Bin-Breite von 0.1).

die Annahme der Eichung der hier entwickelten Korrektur auf den verwendeten Datensatz zu bestätigen ist ein zweiter Datensatz nötig.

Die Entwicklung der Bin-abhängigen Korrektur für die Daten von Mai bis August für das Jahr 1999 und den Standort Freiburg ergaben ein ähnliches Resultat wie zuvor die Entwicklung für die Daten von 2001. Die linke Grafik in Abbildung 6.2 zeigt den Clearskyindex über dem Cloudindex nach Anwendung der Korrektur für 1999. Um nun die Übertragbarkeit zu prüfen wurde die für 2001 entwickelte Bin-abhängige Korrektur auf den Datensatz von 1999 übertragen, s. rechte Grafik in Abb. 6.2. Dadurch konnte zwar ebenfalls eine Reduktion des Fehlers, z.B. beim Rmse der Einstrahlung von 0.225 auf 0.211, erreicht werden. Insgesamt ist das Ergebnis schlechter als bei der Übertragung der einfachen Korrektur. Damit wird die Annahme bestätigt, dass diese Art der Korrektur zu sehr auf den verwendeten Datensatz geeicht sein könnte und damit bei der Übertragung der Korrekturansätze auf andere Daten Fehler entstehen. Daher wurde die Idee einer Bin-abhängigen Korrektur aufgegeben.

Im Folgendem Kapitel sollen noch weitere variabilitätsabhängige Korrekturen vorgestellt werden, die im

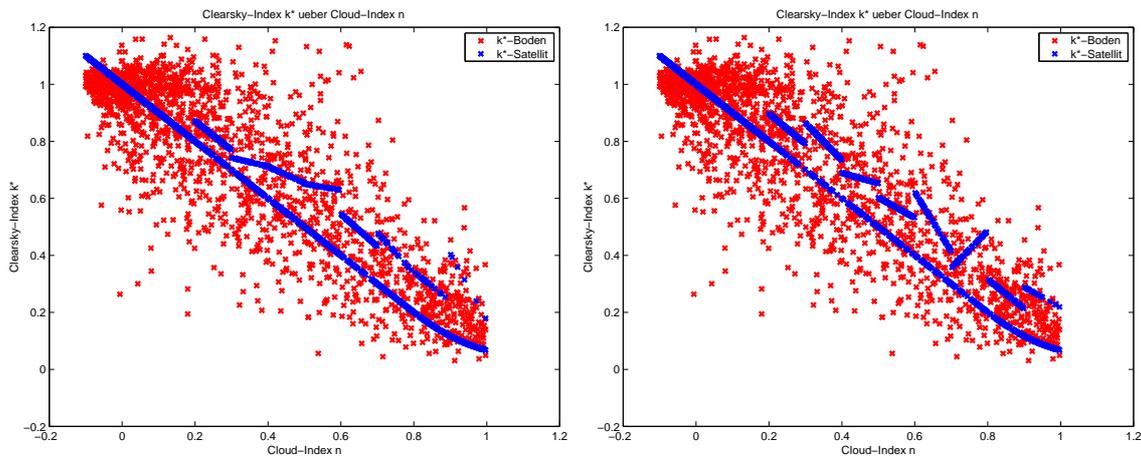


Abbildung 6.2: Clearskyindex über Cloudindex; in blau die über die korrigierte  $n$ - $k^*$ -Relation berechneten Werte. Links: 1999 Datensatz korrigiert über den für den eigenen Datensatz entwickelten Bin-abhängigen Korrekturansatz. Rechts: '99er Daten über den für 2001 entwickelten Ansatz korrigiert.

Zuge dieser Arbeit entwickelt wurden, letztlich aber zu keinen besseren Ergebnissen führten als der in Kapitel 4.2 vorgestellte Ansatz.

## 6.2 Weitere variabilitätsabhängige Korrekturen

Die Bin-abhängige Korrektur zeigte eine ungenügende Übertragbarkeit auf Datensätze anderer Jahre. Dies könnte darin begründet sein, dass diese Art der Korrektur zu sehr auf den verwendeten Datensatz geeicht ist. Daher sollten andere Korrekturansätze entwickelt werden, die aber ebenfalls auf dem räumlichen Variabilitätsmaß aufbauen. Hier werden einige der Ansätze kurz beschrieben, die letztlich zu dem in Kapitel 4.2 vorgestellten führten.

In einem Ansatz wurde die einfache Korrektur mit dem Variabilitätsmaß verbunden. Um die Werte, deren Variabilitätsmaß den Schwellwert von 0.1 überschreiten, zu korrigieren, wurde das Verfahren wie bei der einfachen Korrektur angewandt (Kapitel 4.1). Abbildung 6.3 zeigt entsprechend die Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent aufgetragen über den Cloudindex. Die Gleichung der Regressionsgerade

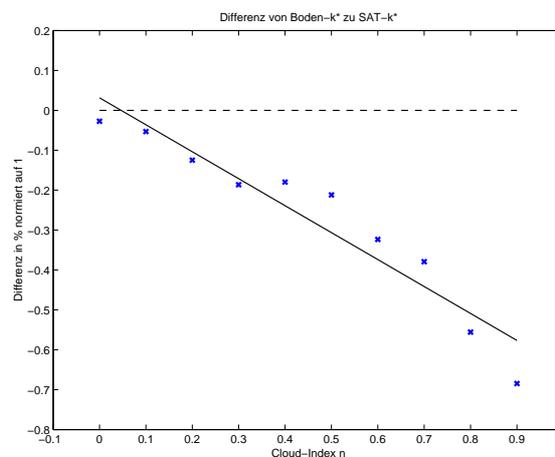


Abbildung 6.3: Differenz von Boden- $k^*$  zu Satelliten- $k^*$  in Prozent für die Bodenwerte (Jahr 2001), deren zugehöriges Variabilitätsmaß den Schwellwert übersteigt, aufgetragen über dem Cloudindex.

lautet

$$y = 0,0314 - 0,6757 \cdot x. \quad (6.1)$$

Wie für die einfache Korrektur beschrieben, konnten nun die Werte, die den Schwellwert überschreiten, korrigiert werden. Die linke Grafik in Abbildung 6.4 zeigt den Clearskyindex aufgetragen über dem Cloudindex für die Daten des Jahres 2001 nach Anwendung der Korrektur. Wie in Tabelle 6.4 zu se-

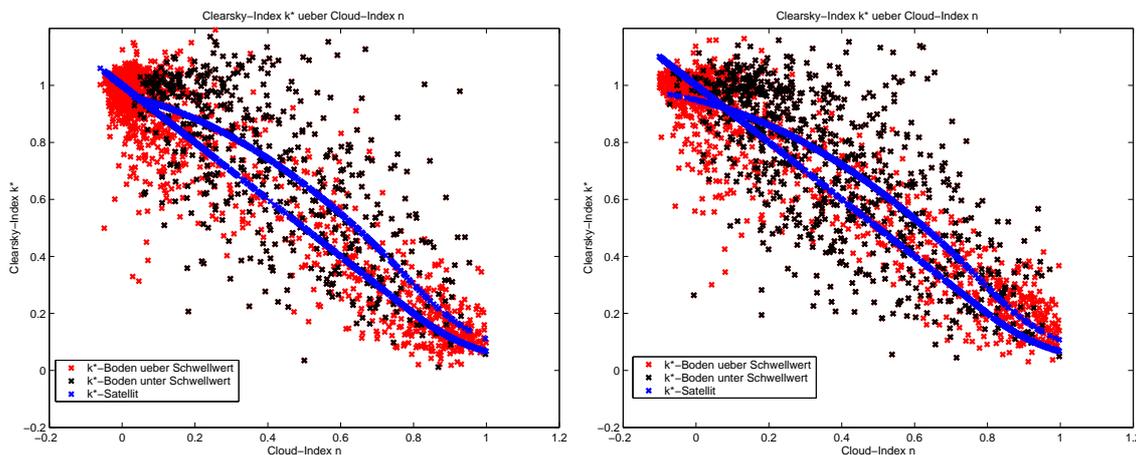


Abbildung 6.4: Clearskyindex aufgetragen über dem Cloudindex nach Korrektur der Satellitenwerte, deren zugehöriges Variabilitätsmaß den Schwellwert übersteigt. Links: 2001. Rechts: 1999.

hen, sind die Ergebnisse durchaus gut. Um dies zu bestätigen, wurden die Rechnungen für den '99er Datensatz wiederholt. Die rechte Grafik in Abbildung 6.4 zeigt das Endresultat nach der Korrektur der Werte, deren Variabilitätsmaß den Schwellwert von 0.1 übersteigt. Die zugrunde liegende Gleichung der Regressionsgerade lautet hier

$$y = 0,0512 - 0,6334 \cdot x. \quad (6.2)$$

Die Ergebnisse entsprechen denen aus 2001. Auch die Übertragbarkeit der Ergebnisse wurde geprüft und zeigte ebenfalls gute Ergebnisse, s. Tabelle 6.4. Jedoch ist in Abbildung 6.4 eine mögliche Schwäche dieser

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf 2001	2001 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.174	0.225	0.209	0.175	0.210
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.181	0.222	0.209	0.181	0.210
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	90.5	116.1	107.7	91.0	108.3
<b>rmse-k</b>	0.146	0.134	0.160	0.151	0.134	0.152

Tabelle 6.4: Vergleich der Fehler zwischen unkorrigierten Daten (Original) und den über das Variabilitätsmaß korrigierten Daten für Daten des Jahres 2001 bzw. 1999, sowie Fehler bei Anwendung der für ein Jahr entwickelten Korrekturen auf das jeweils andere.

Art der Korrektur zu erkennen. Die Kurve der korrigierten Werte liegt besonders in der rechten Grafik für niedrige Cloudindizes im Bereich von 0 bis ca. 0.2 deutlich unterhalb des Großteils der markierten Werte. Bereits die ursprüngliche Kurve passt in diesem Bereich besser zu den markierten Werten als nach der Korrektur. Dies führte zu der Annahme, dass der Rrmse als Ausgang und wichtigstes Instrument dieser Art der Korrektur möglicherweise nicht optimal geeignet ist.

In einem nächsten Arbeitsschritt wurde versucht, mit Polynomen unterschiedlichen Grades eine bessere Anpassung und damit eine höhere Reduktion des Fehlers zu erzielen. Die Polynome wurden jeweils auf der Basis des Rrmse bestimmt und hatten maximal einen Grad von vier. Abbildung 6.5 zeigt ein Beispiel für eine gefundenes Polynom vierten Grades für die Daten von 2001. Die detaillierten Ergebnisse befinden sich in Tabellen auf S. 78 bis S. 79. Es zeigte sich jedoch, dass die komplizierteren Polynome

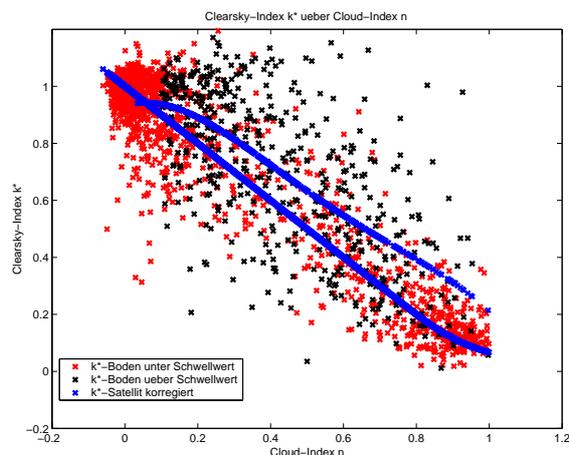


Abbildung 6.5: Beispiel für die Korrektur der Daten von 2001 über ein Polynom vierten Grades anstatt einer Regressionsgerade.

im Vergleich zu den einfacheren bisher verwendeten Regressionsgeraden keine wesentlichen Verbesserungen liefern können. Eine mögliche Schwäche liegt hier wieder im niedrigen Cloudindexbereich bis etwa 0.2. Dort verläuft die Regressionskurve in der  $k^*$  über  $n$  Darstellung unter den meisten markierten Werten, s. Abb. 6.5. Dies scheint die Annahme, dass der Rmse als Ausgangspunkt zur Entwicklung von Korrekturansätzen nicht unbedingt geeignet sein muss, zu stützen. Daher wurde einem weiteren Ansatz nachgegangen der jetzt kurz beschrieben werden soll.

In einem nächsten Entwicklungsschritt wurde nur mit der ursprünglichen  $n$ - $k^*$ -Relation gearbeitet. Für die Werte, deren Variabilitätsmaß den Schwellwert überschreiten, wurden die Heliosat berechneten Clearskyindizes um einen festen Betrag erhöht. Dieser Bias wurde über den kleinstmöglichen Rmse bestimmt. Der Bias liegt für 2001 bei 0.12 und für 1999 bei 0.08. Die linke Grafik in Abbildung 6.6 zeigt das Ergebnis für 1999. Über diesen Ansatz kann im Vergleich zur unkorrigierten  $n$ - $k^*$ -Relation eine Verbesserung erzielt werden, jedoch sind die Ergebnisse insgesamt schlechter als bei allen bisher vorgestellten Verfahren, s. Tabellen S. 79. Es wurde die Annahme gemacht, dass die Resultate möglicherweise verbessert werden könnten, wenn diese Art der Korrektur auf  $n \geq 0.1$  beschränkt wird und damit für die kleineren Cloudindizes nur die ursprüngliche  $n$ - $k^*$ -Relation gültig ist, s. Abb. 6.6 rechts. Durch diese zusätzliche

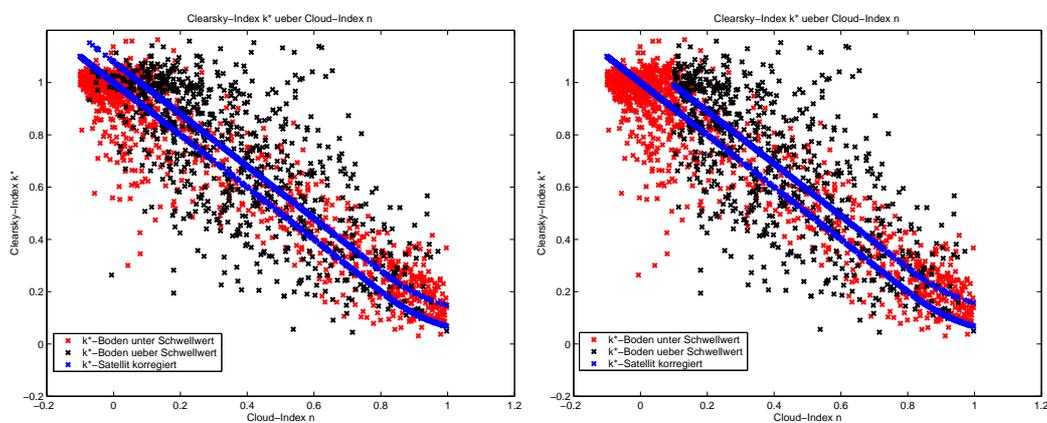


Abbildung 6.6: Beispiel für Daten von 1999 einer Korrektur über einen festen Bias, dieser liegt in der linken Grafik bei 0.08 und in der rechten bei 0.09. In der rechten Grafik wurde diese Art der Korrektur auf  $n \geq 0.1$  beschränkt.

Randbedingung verändert sich der Bias für 2001 auf 0.13 und für 1999 auf 0.09. Die Ergebnisse verbessern sich im Vergleich zu vorher, s. Tabelle S. 80, sind aber im Vergleich mit den vorherigen Resultaten der anderen Korrekturansätze nicht besser. Da aber die zusätzliche Randbedingung, die Korrektur auf den Cloudindexbereich  $n \geq 0.1$  zu beschränken, eine Verbesserung brachte, wurde anschließend die Untersuchung mit Polynomen unterschiedlichen Grades diesmal mit der zusätzlichen Randbedingung wiederholt. Es zeigten sich nur geringfügig bessere Ergebnisse im Vergleich zu vorher, s. die Tabellen auf S. 80 bis S. 81.

Allerdings ergab sich, dass eine Regressiongerade, die direkt in die n-k\*-Verteilung gelegt wird und mit der zusätzlichen Randbedingung leicht bessere Ergebnisse liefert als alle zuvor untersuchten Korrekturansätze. Dies ist der Ansatz der in Kapitel 4.2 vorgestellt und für die weiteren Untersuchungen verwendet wurde.

### 6.3 Tabellen

In diesem Abschnitt finden sich Tabellen und Informationen, auf die in den vorangegangenen Kapiteln verwiesen wird und für den interessierten Leser gedacht sind.

#### Zu Kapitel 6.2:

Polynome unterschiedlichen Grades zur Entwicklung einer variabilitätsabhängigen Korrektur.

$$\mathbf{2001: } y = 1,0252 - 0,7889 \cdot x \quad (6.3)$$

$$\mathbf{1999: } y = 1,0128 - 0,8245 \cdot x \quad (6.4)$$

$$\mathbf{2001: } y = 0,9977 - 0,6240 \cdot x - 0,1649 \cdot x^2 \quad (6.5)$$

$$\mathbf{1999: } y = 0,9847 - 0,6565 \cdot x - 0,1680 \cdot x^2 \quad (6.6)$$

$$\mathbf{2001: } y = 0,9628 - 0,2084 \cdot x - 1,2022 \cdot x^2 + 0,6916 \cdot x^3 \quad (6.7)$$

$$\mathbf{1999: } y = 0,9903 - 0,7233 \cdot x - 0,0014 \cdot x^2 - 0,1111 \cdot x^3 \quad (6.8)$$

$$\mathbf{2001: } y = 0,9303 + 0,4273 \cdot x - 4,0449 \cdot x^2 + 5,1055 \cdot x^3 - 2,2070 \cdot x^4 \quad (6.9)$$

$$\mathbf{1999: } y = 0,9778 - 0,4787 \cdot x - 1,0949 \cdot x^2 + 1,5869 \cdot x^3 - 0,8490 \cdot x^4 \quad (6.10)$$

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.173	0.225	0.208	0.175	0.208
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.179	0.222	0.207	0.181	0.208
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	90.0	116.1	106.9	91.1	107.3
<b>rmse-k</b>	0.146	0.133	0.160	0.149	0.134	0.150

Tabelle 6.5: Fehler bei Anwendung und Übertragung von Gleichung 6.3 bzw. 6.4 auf die Daten von Freiburg, Mai bis August 2001 bzw. 1999.

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.173	0.225	0.207	0.174	0.208
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.179	0.222	0.207	0.180	0.208
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	89.9	116.1	106.7	90.8	107.3
<b>rmse-k</b>	0.146	0.133	0.160	0.149	0.134	0.150

Tabelle 6.6: Fehler bei Anwendung und Übertragung von Gleichung 6.5 bzw. 6.6 auf die Daten von Freiburg, Mai bis August 2001 bzw. 1999.

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.173	0.225	0.207	0.175	0.209
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.179	0.222	0.207	0.181	0.209
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	89.8	116.1	106.7	90.8	107.4
<b>rmse-k</b>	0.146	0.133	0.160	0.149	0.134	0.150

Tabelle 6.7: Fehler bei Anwendung und Übertragung von Gleichung 6.7 bzw. 6.8 auf die Daten von Freiburg, Mai bis August 2001 bzw. 1999.

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.173	0.225	0.207	0.174	0.209
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.179	0.222	0.207	0.180	0.209
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	89.8	116.1	106.7	90.8	107.7
<b>rmse-k</b>	0.146	0.133	0.160	0.149	0.134	0.151

Tabelle 6.8: Fehler bei Anwendung und Übertragung von Gleichung 6.9 bzw. 6.10 auf die Daten von Freiburg, Mai bis August 2001 bzw. 1999.

### Zu Kapitel 6.2:

Korrektur über Einführung eines Bias.

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.175	0.225	0.213	0.178	0.216
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.182	0.222	0.211	0.183	0.214
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	91.3	116.1	109.6	92.6	111.2
<b>rmse-k</b>	0.146	0.135	0.160	0.152	0.136	0.154

Tabelle 6.9: Fehler bei Anwendung und Übertragung eines Bias von 0.12 für 2001 und 0.08 für 1999 auf die Clearskyindizes, deren Variabilitätsmaß den Schwellwert überschreiten.

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.175	0.225	0.210	0.177	0.213
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.181	0.222	0.210	0.182	0.212
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	90.9	116.1	108.3	91.9	109.5
<b>rmse-k</b>	0.146	0.134	0.160	0.151	0.135	0.152

Tabelle 6.10: Fehler bei Anwendung und Übertragung eines Bias von 0.13 für 2001 und 0.09 für 1999 auf die Clearskyindizes, deren Variabilitätsmaß den Schwellwert überschreiten. Hier ist die Korrektur auf den Cloudindexbereich  $n \geq 0.1$  beschränkt.

### Zu Kapitel 6.2:

Polynome unterschiedlichen Grades zur Entwicklung einer variabilitätsabhängigen Korrektur für den Bereich  $n \geq 0.1$ .

$$\mathbf{2001: } y = 1,0466 - 0,8204 \cdot x \quad (6.11)$$

$$\mathbf{1999: } y = 1,0292 - 0,8487 \cdot x \quad (6.12)$$

$$\mathbf{2001: } y = 1,0345 - 0,7635 \cdot x - 0,0518 \cdot x^2 \quad (6.13)$$

$$\mathbf{1999: } y = 1,0041 - 0,7312 \cdot x - 0,1068 \cdot x^2 \quad (6.14)$$

$$\mathbf{2001: } y = 0,9769 - 0,3103 \cdot x - 1,0020 \cdot x^2 + 0,5759 \cdot x^3 \quad (6.15)$$

$$\mathbf{1999: } y = 1,0790 - 1,3258 \cdot x + 1,1400 \cdot x^2 - 0,7556 \cdot x^3 \quad (6.16)$$

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.173	0.225	0.207	0.175	0.208
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.179	0.222	0.207	0.180	0.208
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	89.9	116.1	106.8	90.8	107.4
<b>rmse-k</b>	0.146	0.133	0.160	0.149	0.134	0.150

Tabelle 6.11: Fehler bei Anwendung und Übertragung von Gleichung 6.11 bzw. 6.12 auf die Daten von Freiburg, Mai bis August 2001 bzw. 1999.

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.173	0.225	0.207	0.174	0.208
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.179	0.222	0.207	0.180	0.209
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	89.9	116.1	106.8	90.7	107.4
<b>rmse-k</b>	0.146	0.133	0.160	0.149	0.134	0.150

Tabelle 6.12: Fehler bei Anwendung und Übertragung von Gleichung 6.13 bzw. 6.14 auf die Daten von Freiburg, Mai bis August 2001 bzw. 1999.

	Original 2001	2001 kor.	Original 1999	1999 kor.	'99 angewandt auf '01	'01 angewandt auf '99
<b>Rrmse-G</b>	0.195	0.173	0.225	0.207	0.175	0.209
<b>Rrmse-k</b>	0.197	0.179	0.222	0.207	0.181	0.209
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	101.5	89.8	116.1	106.7	90.9	107.5
<b>rmse-k</b>	0.146	0.133	0.160	0.149	0.134	0.151

Tabelle 6.13: Fehler bei Anwendung und Übertragung von Gleichung 6.15 bzw. 6.16 auf die Daten von Freiburg, Mai bis August 2001 bzw. 1999.

#### Zu Kapitel 4.4.1:

Validation mit größerem Datensatz, einfache Korrektur.

	1999 Original	2000 Original	2001 Original	1999 kor. über 1999	2000 kor. über 1999	2001 kor. über 1999
<b>Rrmse-G</b>	0.233	0.225	0.226	0.209	0.210	0.209
<b>Rrmse-k</b>	0.230	0.223	0.230	0.212	0.213	0.219
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	108.6	108.2	104.8	97.3	101.1	96.8
<b>rmse-k</b>	0.157	0.157	0.155	0.145	0.150	0.148

	1999 kor. über 2000	2000 kor. über 2000	2001 kor. über 2000	1999 kor. über 2001	2000 kor. über 2001	2001 kor. über 2001
<b>Rrmse-G</b>	0.208	0.208	0.206	0.210	0.208	0.206
<b>Rrmse-k</b>	0.211	0.210	0.216	0.212	0.208	0.214
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	96.9	99.9	95.6	97.9	99.8	95.5
<b>rmse-k</b>	0.144	0.148	0.146	0.145	0.147	0.145

Tabelle 6.14: Vergleich der Fehlermaße für die Jahresdatensätze von 1999, 2000 und 2001 für Freiburg. Die erste Tabelle enthält die Werte für den unkorrigierten Fall sowie die Fehler für die, über die '99er Daten entwickelte einfache Korrektur, korrigierten Daten. Die zweite Tabelle enthält entsprechend die über den 2000'er Datensatz und die über den 2001'er entwickelte Korrektur berechneten Daten.

	1999 kor. über 1999+2000+2001	2000 kor. über 1999+2000+2001	2001 kor. über 1999+2000+2001
<b>Rrmse-G</b>	0.208	0.208	0.206
<b>Rrmse-k</b>	0.211	0.209	0.216
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	97.0	99.9	95.7
<b>rmse-k</b>	0.144	0.148	0.146

Tabelle 6.15: Vergleich der Fehler bei Übertragung der für die zusammengefassten 3-Jahresdaten entwickelten einfache Korrektur auf die einzelnen Jahre.

**Zu Kapitel 4.4.2:**

Validation mit größerem Datensatz, Korrektur über Variabilitätsmaß.

	1999 Original	2000 Original	2001 Original	1999 kor. über 1999	2000 kor. über 1999	2001 kor. über 1999
<b>Rrmse-G</b>	0.233	0.225	0.226	0.212	0.207	0.202
<b>Rrmse-k</b>	0.230	0.223	0.230	0.213	0.206	0.210
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	108.6	108.2	104.8	98.9	99.4	93.8
<b>rmse-k</b>	0.157	0.157	0.155	0.146	0.145	0.142

	1999 kor. über 2000	2000 kor. über 2000	2001 kor. über 2000	1999 kor. über 2001	2000 kor. über 2001	2001 kor. über 2001
<b>Rrmse-G</b>	0.212	0.207	0.201	0.213	0.207	0.200
<b>Rrmse-k</b>	0.213	0.205	0.209	0.214	0.206	0.208
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	98.9	99.3	93.5	99.3	99.7	93.1
<b>rmse-k</b>	0.146	0.145	0.141	0.146	0.145	0.141

Tabelle 6.16: Vergleich der Fehlermaße für die Jahresdatensätze von 1999, 2000 und 2001 für Freiburg. Die erste Tabelle enthält die Werte für den unkorrigierten Fall sowie die Fehler für die, über die '99er Daten entwickelte einfache Korrektur, korrigierten Daten. Die zweite Tabelle enthält entsprechend die über den 2000'er Datensatz und die über den 2001'er entwickelte Korrektur berechneten Daten.

	1999 kor. über 1999+2000+2001	2000 kor. über 1999+2000+2001	2001 kor. über 1999+2000+2001
<b>Rrmse-G</b>	0.212	0.207	0.201
<b>Rrmse-k</b>	0.213	0.205	0.209
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	98.9	99.4	93.4
<b>rmse-k</b>	0.146	0.145	0.141

Tabelle 6.17: Vergleich der Fehler bei Übertragung der für die zusammengefassten 3-Jahresdaten entwickelten einfache Korrektur auf die einzelnen Jahre.

	1999 Original	2000 Original	2001 Original	1999 Original	2000 Original	2001 Original
<b>Schwellwert</b>	< 0.1	< 0.1	< 0.1	$\geq 0.1$	$\geq 0.1$	$\geq 0.1$
<b>Rrmse-G</b>	0.164	0.143	0.154	0.334	0.371	0.357
<b>Rrmse-k</b>	0.196	0.170	0.190	0.412	0.447	0.451
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	77.5	71.1	72.2	152.0	163.7	162.0
<b>rmse-k</b>	0.137	0.125	0.130	0.270	0.284	0.297

	99+00+01 angewandt auf 1999	99+00+01 angewandt auf 2000	99+00+01 angewandt auf 2001
<b>Schwellwert</b>	$\geq 0.1$	$\geq 0.1$	$\geq 0.1$
<b>Rrmse-G</b>	0.288	0.327	0.296
<b>Rrmse-k</b>	0.382	0.410	0.410
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	131.0	144.3	134.3
<b>rmse-k</b>	0.250	0.261	0.270

Tabelle 6.18: Fehlermaße der separiert in zwei Klassen angegebenen Werte vor und nach der Korrektur. Erste Tabelle: Fehler für Werte, deren Variabilitätsmaß unterhalb bzw. oberhalb des Schwellwert liegen. Zweite Tabelle: Fehler der Werte, deren Variabilitätsmaß über dem Schwellwert liegen, nach Anwendung der Korrektur.

#### Zu Kapitel 4.5.2 und 4.5.1:

Übertragung der für Oldenburg und Saarbrücken entwickelten Korrekturen auf die 3-Jahresdaten von Freiburg.

einfache Korrektur	Original Freiburg	Freiburg kor. über Oldenburg	Freiburg kor. über Saarbrücken
<b>Rrmse-G</b>	0.228	0.241	0.220
<b>Rrmse-k</b>	0.228	0.257	0.227
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	107.2	113.2	103.5
<b>rmse-k</b>	0.157	0.177	0.156

Vari.-abh.-Kor. Korrektur	Original Freiburg	Freiburg kor. über Oldenburg	Freiburg kor. über Saarbrücken
<b>Rrmse-G</b>	0.228	0.227	0.209
<b>Rrmse-k</b>	0.228	0.227	0.211
<b>rmse-G <math>W/m^2</math></b>	107.2	106.9	98.4
<b>rmse-k</b>	0.157	0.156	0.145

Tabelle 6.19: Fehler bei Anwendung und Übertragung der für Oldenburg und Saarbrücken entwickelten Korrekturen auf die Freiburger Daten. Oben: einfache Korrektur. Unten: variabilitätsabhängige Korrektur.

## Literatur

- [1] A. ZELENKA ET AL.: *Effective accuracy of satellite-derived hourly irradiances*. THEORETICAL AND APPLIED CLIMATOLOGY 1999,62, 199-207
- [2] R.PEREZ ET AL.: *Production of site/time-specific hourly irradiances - satellite remote sensing vs. network interpolation*. PRODUCTION OF SITE/TIME-SPECIFIC IRRADIANCES FROM SATELLITE AND GROUND DATA, REPORT 98-3, 1998
- [3] J. LENOBLE: *Atmospheric Radiative Transfer*. A.DEEPAAK PUBLISHING 1993
- [4] H.C. VAN DE HULST: *Light Scattering by Small Particles*. DOVER PUBLICATIONS, INC. NEW YORK 1981
- [5] K.N. LIOU: *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere*. OXFORD UNIVERSITY PRESS 1992
- [6] C.F. BOHREN UND D.R. HUFFMAN: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. J. WILEY AND SONS, NEW YORK 1983
- [7] A. DAHLBACK UND K. STAMNES: *A new spherical model for computing the radiation field available for photolysis and heating at twilight*. PLANET. SPACE SCI., 39, 671-683, 1991
- [8] K.F. EVANS: *Two-dimensional radiative transfer in cloudy atmospheres: The spherical harmonic spatial grid method*. J. ATMOS. SCI. 1993,50,3111-3124
- [9] K.F. EVANS: *The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer*. J. ATMOS. SCI. 1998,55,429-446
- [10] B. FRÜH: *Entwicklung und Evaluierung einer Modellhierarchie zur Simulation der aktinischen Strahlung in aerosolbelasteter und bewölkter Atmosphäre*. DISSERTATION J-G.-UNIVERSITÄT MAINZ 2000
- [11] H. MALBERG: *Meteorologie und Klimatologie*. SPRINGER-VERLAG 1998
- [12] M. GIRODO: *Untersuchung der räumlichen und zeitlichen Verteilung von Aerosolen*. STUDIENARBEIT, C.V.O.-UNIVERSITÄT OLDENBURG 2002
- [13] K.-F. DAGESTAD: *Comparison of satel-light derived global radiation with observations from Bergen 1196/97*. WWW.HELIOSTAT3.DE/DOCUMENTS/WP3020X3RD.PDF 2002
- [14] A. HAMMER: *Anwendungsspezifische Solarstrahlungsdaten aus Meteosat-Daten*. DISSERTATION, C.V.O.-UNIVERSITÄT OLDENBURG 2000
- [15] R.W. MÜLLER ET AL.: *A new generation of satellite based solar irradiance calculation schemes*. C.V.O.-UNIVERSITÄT OLDENBURG 2001
- [16] I3RC-INTERNETPRÄSENZ: <http://climat.gsfc.nasa.gov/I3RC>
- [17] HELIOCLIM-INTERNETPRÄSENZ: <http://www.helioclim.net/calibration/progcal.php>
- [18] A.GOETZBERGER, V. WITTEWERT: *Sonnenenergie, Thermische Nutzung*. TEUBNER STUDIENBÜCHER





## **Danksagung**

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders hervorzuheben ist Dr. Richard Müller, der mich als Betreuer während der gesamten Zeit tatkräftig unterstützt hat und damit die Voraussetzungen für mich geschaffen hat die Arbeit zügig voranzubringen. Auch meinen offiziellen Betreuern Dr. Detlev Heinemann und Prof. Dr. Jürgen Parisi möchte ich für ihre Unterstützung und Förderung danken, die es mir ermöglicht auch in Zukunft weiter in dem spannenden Feld der Energiemeteorologie tätig zu sein.

Neben der rein fachlichen Unterstützung gibt es aber auch Menschen, die mich über die Zeit als Diplomand hinaus unterstützt haben. So gilt mein Dank meiner Freundin Sylvia, die nicht nur ausdauernde Rechtschreibkorrekturen durchgeführt hat, wobei natürlich der Autor für alle verbliebenden Fehler selbst verantwortlich ist, sondern mich während der gesamten Studienzzeit begleitet und wenn nötig wieder aufgebaut hat.

Mein ganz besonderer Dank soll aber meinen Eltern gelten, die mich immer unterstützt und gefördert haben und mir alle Freiheiten ließen auf meinem Weg ins Leben.

Danke



Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt habe.

Oldenburg, Juli 2003

Marco Girodo